



Titre: Modélisation numérique d'un actionneur plasma de type décharge à
barrière diélectrique par la méthode de dérive-diffusion

Auteur: Jacques Xing
Author:

Date: 2016

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Xing, J. (2016). Modélisation numérique d'un actionneur plasma de type décharge
à barrière diélectrique par la méthode de dérive-diffusion [Mémoire de maîtrise,
École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
Citation: <https://publications.polymtl.ca/2184/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/2184/>
PolyPublie URL:

**Directeurs de
recherche:** Huu Duc Vo
Advisors:

Programme: Génie aérospatial
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

MODÉLISATION NUMÉRIQUE D'UN ACTIONNEUR PLASMA DE TYPE DÉCHARGE À
BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE PAR LA MÉTHODE DE DÉRIVE-DIFFUSION

JACQUES XING

DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE AÉROSPATIAL)

JUILLET 2016

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

MODÉLISATION NUMÉRIQUE D'UN ACTIONNEUR PLASMA DE TYPE DÉCHARGE À
BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE PAR LA MÉTHODE DE DÉRIVE-DIFFUSION

présenté par : XING Jacques

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. MUREITHI Njuki William, Ph. D., président

M. VO Huu Duc, Ph. D., membre et directeur de recherche

M. TRÉPANIÉ Jean-Yves, Ph. D., membre

REMERCIEMENTS

J'aimerais remercier le Pr. Huu Duc Vo, mon directeur de recherche, pour m'avoir offert la possibilité de travailler sur la modélisation d'un plasma collisionnel et non-thermique avec application en aéronautique. Également, merci au Pr. Jean-Yves Trépanier, au Pr. Ricardo Camarero, au Pr. Éric Laurendeau et au Pr. Dominique Pelletier pour avoir eu la gentillesse de répondre à mes questions au cours de la réalisation de ce mémoire. Merci aussi au Pr. Njuki W. Mureithi pour avoir accepté de présider le comité d'évaluation. De plus, merci au FRQNT pour la bourse de recherche ayant permis de financer cette maîtrise.

J'aimerais en plus remercier mes collègues Farzad Ashrafi, Xin Gu, Francis Demers et Hassen Dammak pour l'ambiance de travail. Finalement, merci à ma famille pour le support et l'encouragement au cours de ces deux années.

RÉSUMÉ

Les actionneurs au plasma de type décharge à barrière diélectrique (DBD) sont un dispositif proposé pour le contrôle actif de l'écoulement en vue d'améliorer les performances des avions et des turbomachines. Ces actionneurs sont essentiellement constitués de deux électrodes séparées par une couche de matériel diélectrique et produisent un effet sur l'écoulement en convertissant l'électricité directement en force d'actionnement. En raison des coûts pour réaliser des expériences dans des conditions réalistes, il existe un besoin pour développer un modèle numérique prédisant la force d'actionnement et l'effet de divers paramètres sur cette dernière. En effet, cette force d'actionnement est notamment affectée par les conditions atmosphériques (température, pression et humidité), la vitesse du fluide neutre, la tension appliquée sur les électrodes (amplitude, fréquence et forme d'onde) et la géométrie de l'actionneur. Dans cette perspective, l'objectif de ce mémoire est d'implémenter un modèle plasma pour actionneur DBD ayant le potentiel de prédire l'effet de ces différents paramètres sur la force d'actionnement.

En modélisation d'actionneur DBD, deux types d'approche sont proposés, à savoir modélisation à faible ordre (ou phénoménologique) et modélisation à ordre élevé (ou scientifique). Toutefois, une étude critique, présentée dans ce mémoire, a révélé que l'approche phénoménologique est basée sur des hypothèses erronées et n'a pas la robustesse nécessaire pour prédire une force d'actionnement sans calibration artificielle pour chaque cas spécifique. Ainsi, l'approche choisie pour modéliser la force d'actionnement est un modèle scientifique de type dérive-diffusion prenant en compte quatre espèces chimiques (électrons, ions positifs, ions négatifs et éléments neutres).

Ce modèle a été choisi, car les résultats obtenus avec ce dernier sont consistants avec les observations expérimentales. De plus, il possède un bon potentiel d'amélioration pour tenir compte de l'effet de la pression, de la température et de l'humidité de l'air en plus de nécessiter qu'un temps de calcul raisonnable. Le modèle sélectionné a été indépendamment implémenté en langage C++ et validé pour différents cas de test. Le modèle a été ensuite utilisé pour simuler l'effet de la force d'actionnement sur la transition laminaire-turbulente d'un profil d'aile afin de valider la performance des simulations CFD utilisant ce modèle. Les résultats obtenus montrent que ce modèle prédit mieux l'effet de la force d'actionnement sur l'écoulement qu'un modèle phénoménologique pour un cas pratique en aérospatial.

ABSTRACT

Dielectric barrier discharge (DBD) plasma actuator is a proposed device for active control in order to improve the performances of aircraft and turbomachines. Essentially, these actuators are made of two electrodes separated by a layer of dielectric material and convert electricity directly into flow. Because of the high costs associated with experiences in realistic operating conditions, there is a need to develop a robust numerical model that can predict the plasma body force and the effects of various parameters on it. Indeed, this plasma body force can be affected by atmospheric conditions (temperature, pressure, and humidity), velocity of the neutral flow, applied voltage (amplitude, frequency, and waveform), and by the actuator geometry. In that respect, the purpose of this thesis is to implement a plasma model for DBD actuator that has the potential to consider the effects of these various parameters.

In DBD actuator modelling, two types of approach are commonly proposed, low-order modelling (or phenomenological) and high-order modelling (or scientific). However a critical analysis, presented in this thesis, showed that phenomenological models are not robust enough to predict the plasma body force without artificial calibration for each specific case. Moreover, they are based on erroneous assumptions. Hence, the selected approach to model the plasma body force is a scientific drift-diffusion model with four chemical species (electrons, positive ions, negative ions, and neutrals).

This model was chosen because it gives consistent numerical results comparatively with experimental data. Moreover, this model has great potential to include the effect of temperature, pressure, and humidity on the plasma body force and requires only a reasonable computational time. This model was independently implemented in C++ programming language and validated with several test cases. This model was later used to simulate the effect of the plasma body force on the laminar-turbulent transition on airfoil in order to validate the performance of this model in practical CFD simulation. Numerical results show that this model gives a better prediction of the effect of the plasma on the fluid flow for a practical case in aerospace than a phenomenological model.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	III
RÉSUMÉ.....	IV
ABSTRACT	V
TABLE DES MATIÈRES	VI
LISTE DES TABLEAUX.....	X
LISTE DES FIGURES.....	XI
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	XVII
LISTE DES ANNEXES.....	XXI
CHAPITRE 1 INTRODUCTION.....	1
1.1 Description générale des actionneurs de type décharge à barrière diélectrique.....	1
1.2 Applications aérodynamiques des actionneurs de type décharge à barrière diélectrique	2
1.3 Contexte et problématique	3
1.4 Objectifs du mémoire	4
1.5 Organisation du mémoire	4
CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE	6
2.1 Physique de plasmas.....	6
2.1.1 Notions préliminaires	6
2.1.2 Classification des plasmas.....	8
2.1.3 Équations de Maxwell.....	9
2.1.4 Descriptions théoriques du plasma.....	10
2.2 Caractéristiques physiques des actionneurs de type décharge à barrière diélectrique ...	15
2.2.1 Caractéristiques de la décharge	15
2.2.2 Caractéristiques de la force d'actionnement	18

2.3	Modèles phénoménologiques pour actionneurs DBD.....	20
2.3.1	Description des modèles phénoménologiques	20
2.3.2	Analyse critique des modèles phénoménologiques.....	26
2.4	Modèles scientifiques pour actionneurs DBD.....	33
2.4.1	Description des modèles de type dérive-diffusion	33
2.4.2	Analyse comparative des modèles de type dérive-diffusion	44
CHAPITRE 3	MÉTHODOLOGIE	45
3.1	Sélection d'un modèle plasma pour actionneur DBD	45
3.1.1	Consistance physique	46
3.1.2	Potentiel d'amélioration	47
3.1.3	Validation du modèle	47
3.1.4	Temps et ressources de calcul	48
3.1.5	Remarques sur l'effet du fluide neutre.....	48
3.2	Implémentation du modèle choisi	49
3.2.1	Description générale de l'algorithme de résolution	50
3.2.2	Module « Navier-Stokes Solver »	51
3.2.3	Module « Poisson Solver ».....	53
3.2.4	Module « Plasma Kinetic Solver ».....	54
3.2.5	BOLSIG+	55
3.2.6	Autres paramètres.....	57
3.2.7	Conditions limites du modèle de dérive-diffusion	59
3.3	Vérification du modèle.....	60
3.3.1	Cas 1 : Décharge pour une rampe négative dans l'air.....	62
3.3.2	Cas 2 : Décharge pour une rampe négative dans l'azote.....	62

3.3.3	Cas 3 : Décharge pour une rampe positive dans l'air.....	63
3.3.4	Cas 4 : Décharge pour une rampe positive dans l'azote	64
3.3.5	Cas 5 : Décharge pour une tension sinusoïdale dans l'air.....	64
3.3.6	Cas 6 : Décharge pour une tension sinusoïdale dans l'azote.....	65
3.3.7	Cas 7 : Décharge pour une tension en forme de dent-de-scie positive	65
3.4	Application du modèle pour simulations CFD en aéronautique	66
3.5	Améliorations du modèle	68
CHAPITRE 4 RÉSULTATS		69
4.1	Résultats des simulations pour les cas de vérification	69
4.1.1	Cas 1 : Décharge pour une rampe négative dans l'air.....	69
4.1.2	Cas 2 : Décharge pour une rampe négative dans l'azote.....	73
4.1.3	Cas 3 : Décharge pour une rampe positive dans l'air.....	76
4.1.4	Cas 4 : Décharge pour une rampe positive dans l'azote	83
4.1.5	Cas 5 : Décharge pour une tension sinusoïdale dans l'air.....	88
4.1.6	Cas 6 : Décharge pour une tension sinusoïdale dans l'azote.....	91
4.1.7	Cas 7 : Décharge pour une tension en forme de dent-de-scie positive	94
4.2	Résultat des simulations pour une application en aéronautique.....	97
4.2.1	Force d'actionnement.....	98
4.2.2	Coefficient de pression.....	104
4.2.3	Coefficient de portance et de trainée.....	107
CHAPITRE 5 AMÉLIORATIONS DU MODÈLE NUMÉRIQUE.....		112
5.1	Modifications pour incorporer l'effet de la température	112
5.2	Modifications pour incorporer l'effet de la pression.....	113
5.3	Modifications pour incorporer l'effet de l'humidité de l'air	114

5.4	Modifications pour améliorer la représentation de la géométrie.....	115
5.5	Autres améliorations du modèle.....	118
CHAPITRE 6 CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS		121
6.1	Conclusion.....	121
6.2	Recommandations et travaux futurs	121
RÉFÉRENCES.....		123
ANNEXES.....		142

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1: Principaux modèles phénoménologiques d'actionneurs de type décharges à barrière diélectrique	21
Tableau 2.2: Modèles de dérive-diffusion d'actionneurs de type décharges à barrière diélectrique	35
Tableau 4.1: Coefficients de portance et de traînée obtenus numériquement avec plasma pour le modèle de Bœuf <i>et al.</i> (2008).....	100
Tableau 4.2: Coefficients de portance et de traînée expérimentaux et numériques avec et sans plasma.....	108
Tableau 4.3: Comparaison des coefficients de portance et de traînée obtenus numériquement avec et sans plasma.....	108

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 – Vue schématique d’un actionneur de type décharge à barrière diélectrique (DBD). ..2	2
Figure 2.1 – Décharges électriques pour différentes formes (sinusoïdale, carrée, dent-de-scie positive et dent-de-scie négative) de tension appliquée sur l’électrode exposée (électrode cachée mise à la terre). Reproduit à partir de la référence [50], avec permission de AIP Publishing.....17	17
Figure 2.2 – Schéma général du modèle à circuit électrique avec éléments groupés.23	23
Figure 2.3 – Courbe de Paschen représentant la tension seuil en fonction du produit pression-distance pd28	28
Figure 2.4 – Courant en fonction du temps calculé numériquement pour une tension appliquée de forme sinusoïdale. Reproduit à partir de la référence [140], avec permission de AIP Publishing.....38	38
Figure 3.1 – Algorithme de résolution du modèle de type dérive-diffusion.50	50
Figure 3.2 – Coefficients d’ionisation et d’attachement de Townsend en fonction du champ électrique réduit obtenus à partir du solveur BOLSIG+.57	57
Figure 3.3 – Mobilité des électrons (obtenus à partir du solveur BOLSIG+) et mobilités des ions en fonction du champ électrique réduit.57	57
Figure 3.4 – Domaine de calcul et conditions limites utilisées pour l’équation de Poisson et les équations de transport.....59	59
Figure 3.5 – Géométrie de l’actionneur DBD : Cas 1 à 6 ($L_c=4\text{mm}$, $L_e=0.25\text{mm}$, $w=0.5\text{mm}$, $h=1.5\text{mm}$)/Cas 7 ($L_c=8\text{mm}$, $L_e=2\text{mm}$, $w=1\text{mm}$, $h=3\text{mm}$).....61	61
Figure 3.6 – Rampe de tension négative appliquée sur l’électrode exposée.62	62
Figure 3.7 – Rampe de tension positive appliquée sur l’électrode exposée.....63	63
Figure 3.8 – Tension sinusoïdale appliquée sur l’électrode exposée.64	64
Figure 3.9 – Tension en dent-de-scie positive appliquée sur l’électrode exposée.66	66
Figure 4.1 – Évolution du courant au niveau de l’électrode cachée en fonction du temps pour une rampe de tension négative dans l’air.70	70

Figure 4.2 – Réplication des résultats de Lagmich <i>et al.</i> [139, 184] (a) avec la présente implémentation (b) pour une rampe de tension négative dans de l'air. Reproduit à partir de la référence [184], avec permission.	70
Figure 4.3 – Évolution de la force totale d'actionnement en x en fonction du temps pour une rampe de tension négative dans l'air.	71
Figure 4.4 – Évolution de la force totale d'actionnement en y en fonction du temps pour une rampe de tension négative dans l'air.	72
Figure 4.5 – Évolution du nombre de densité des électrons, des ions positifs et des ions négatifs durant une micro-décharge pour une rampe de tension négative dans l'air.	73
Figure 4.6 – Évolution du courant au niveau de l'électrode cachée en fonction du temps pour une rampe de tension négative dans l'azote.	74
Figure 4.7 – Évolution de la force totale d'actionnement en x en fonction du temps pour une rampe de tension négative dans l'azote.	75
Figure 4.8 – Évolution de la force totale d'actionnement en y en fonction du temps pour une rampe de tension négative dans l'azote.	75
Figure 4.9 – Évolution du nombre de densité des électrons et des ions positifs durant une micro-décharge pour une rampe de tension négative dans l'azote.	76
Figure 4.10 – Évolution du courant au niveau de l'électrode cachée en fonction du temps pour une rampe de tension positive dans l'air.	77
Figure 4.11 – Comparaison des résultats de Lagmich <i>et al.</i> [139, 184] (a) et ceux obtenus avec la présente implémentation (b) pour une rampe de tension positive dans de l'air. Reproduit à partir de la référence [184], avec permission.	79
Figure 4.12 – Comparaison des valeurs des coefficients d'ionisation et d'attachement obtenues par Lagmich <i>et al.</i> [139] (a) avec celles utilisées par la présente implémentation (b). Reproduit à partir de la référence [139], avec permission de AIP Publishing.	80
Figure 4.13 – Évolution de la force totale d'actionnement en x en fonction du temps pour une rampe de tension positive dans de l'air.	81

Figure 4.14 – Évolution de la force totale d'actionnement en y en fonction du temps pour une rampe de tension positive dans de l'air.	81
Figure 4.15 – Évolution du nombre de densité des électrons, des ions positifs et des ions négatifs durant une micro-décharge pour une rampe de tension positive dans l'air.	83
Figure 4.16 – Évolution du courant au niveau de l'électrode cachée en fonction du temps pour une rampe de tension positive dans l'azote.	84
Figure 4.17 – Réplication des résultats de Lagmich [184] (a) avec la présente implémentation (b) pour une rampe de tension positive dans de l'azote. Reproduit à partir de la référence [184], avec permission.	85
Figure 4.18 – Évolution de la force d'actionnement en x en fonction du temps pour une rampe de tension positive dans de l'azote.	86
Figure 4.19 – Évolution de la force d'actionnement en y en fonction du temps pour une rampe de tension positive dans de l'azote.	86
Figure 4.20 – Nombre de densité des électrons et des ions positifs durant une micro-décharge pour une rampe de tension positive dans l'azote.	87
Figure 4.21 – Évolution du courant (échelle logarithmique) au niveau de l'électrode cachée en fonction du temps pour une tension sinusoïdale dans l'air.	89
Figure 4.22 – Évolution du courant (échelle conventionnelle) au niveau de l'électrode cachée en fonction du temps pour une tension sinusoïdale dans l'air.	89
Figure 4.23 – Évolution de la force d'actionnement en x en fonction du temps pour une tension sinusoïdale dans l'air.	90
Figure 4.24 – Évolution de la force d'actionnement en y en fonction du temps pour une tension sinusoïdale dans l'air.	91
Figure 4.25 – Évolution du courant au niveau de l'électrode cachée en fonction du temps pour une tension sinusoïdale dans l'azote.	92
Figure 4.26 – Évolution de la force d'actionnement en x en fonction du temps pour une tension sinusoïdale dans l'azote.	93

Figure 4.27 – Évolution de la force d'actionnement en y en fonction du temps pour une tension sinusoïdale dans l'azote.....	93
Figure 4.28 – Évolution de la force d'actionnement en x en fonction du temps pour une tension en dent-de-scie positive.....	94
Figure 4.29 – Évolution de la force d'actionnement en y en fonction du temps pour une tension en dent-de-scie positive.....	95
Figure 4.30 – Distribution de la force d'actionnement par unité de volume (N/m^3) dans la direction horizontale (x positif)	96
Figure 4.31 – Distribution de la force d'actionnement par unité de volume (N/m^3) dans la direction verticale (y positif)	96
Figure 4.32 – Distribution de la force d'actionnement par unité de volume (N/m^3) dans la direction horizontale (x négatif)	97
Figure 4.33 – Distribution de la force d'actionnement par unité de volume (N/m^3) dans la direction verticale (y négatif).....	97
Figure 4.34 – Évolution de la force d'actionnement en x implémentée dans Fluent avec 20 pas de temps	99
Figure 4.35 – Évolution de la force d'actionnement en y implémentée dans Fluent avec 20 pas de temps	99
Figure 4.36 – Évolution de la force d'actionnement en x implémentée dans Fluent avec 50 pas de temps.	100
Figure 4.37 – Évolution de la force d'actionnement en y implémentée dans Fluent avec 50 pas de temps.	101
Figure 4.38 – Évolution de la force d'actionnement à différents pas de temps obtenue avec modèle de Bœuf <i>et al.</i> (2008).....	102
Figure 4.39 – Distribution de la force d'actionnement moyenne obtenue avec le modèle de Bœuf <i>et al.</i> (2008)	103

Figure 4.40 – Distribution de la force d'actionnement moyenne obtenue avec le modèle de Lemire (dimension en mm). [39].....	104
Figure 4.41 – Distribution du coefficient de pression pour différents cas numériques et expérimentaux.	106
Figure 4.42 – Distribution de l'énergie cinétique turbulente pour le cas numérique sans plasma.	106
Figure 4.43 – Distribution de l'énergie cinétique turbulente pour le cas numérique avec le modèle de Lemire.....	107
Figure 4.44 – Évolution du coefficient de portance déterminée numériquement ($\xi = 60\%$)	110
Figure 4.45 – Évolution du coefficient de trainée déterminée numériquement ($\xi = 60\%$)	110
Figure 4.46 – Évolution du coefficient de portance déterminée expérimentalement.....	111
Figure 5.1 – Maillage obtenu avec le générateur de maillage.....	117
Figure 5.2 – Agrandissement du maillage obtenu avec le générateur de maillage.	117
Figure A.1 – Schéma général du modèle à circuit électrique avec éléments groupés.	143
Figure A.2 – Schéma détaillé du modèle à circuit électrique avec éléments groupés.	143
Figure A.3 – Vue schématique d'un sous-circuit.	144
Figure B.1 – Comparaison entre la solution de Debye-Hückel et la solution de Coulomb.	148
Figure B.2 – Distribution du potentiel dans une solution électrolyte pour différents niveaux de concentration molaire.	152
Figure B.3 – Distribution de la concentration molaire des ions dans une solution électrolyte. ...	153
Figure B.4 – Comparaison de la solution linéarisée (--) et non-linéarisée (–) de la distribution de potentiel dans une solution électrolyte.	154
Figure B.5 – Instabilité de courant provenant du modèle à circuit pour 25 (a), 50 (b), 100 (c) et 200 (d) pas de temps.....	155
Figure B.6 – Exemple schématique des instabilités de la tension du modèle à circuit	157
Figure B.7 – Instabilités de la tension du modèle à circuit.	157

Figure B.8 – Évolution de la tension en fonction du temps du modèle à circuit corrigé.	160
Figure B.9 – Évolution du courant en fonction du temps du modèle à circuit corrigé	160
Figure B.10 – Schéma détaillé du modèle à circuit électrique avec éléments groupés.	163
Figure B.11 – Lignes de champ électrique d'un actionneur plasma obtenues.	165
Figure E.1 – Exemple schématique du maillage utilisé pour la résolution des équations de transport dans le modèle de type dérive-diffusion	175
Figure E.2 – Exemple schématique du maillage utilisé pour la résolution de l'équation de Poisson dans le modèle de type dérive-diffusion.	177
Figure E.3 – Évolution du résidu du potentiel électrique en fonction du nombre d'itérations. ...	184
Figure E.4 – Évolution du résidu du nombre de densité des électrons et des ions positifs en fonction du nombre d'itérations.	184
Figure E.5 – Convergence du résidu du potentiel électrique pour un pas de temps spécifique. ...	185
Figure E.6 – Convergence du résidu du nombre de densité pour les électrons et les ions positifs pour un pas de temps spécifique	185

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

Symboles

\vec{A} :	Aire (m^2)
\vec{a} :	Accélération (m/s^2)
\vec{B} :	Champ magnétique (T)
C_{na} :	Capacitance de l'air du n ième sous-circuit (F)
C_{nd} :	Capacitance du diélectrique du n ième sous-circuit (F)
D :	Coefficient de diffusion (m^2/s)
\vec{D} :	Induction électrique (C/m^2)
\vec{E} :	Champ électrique (V/m)
E_t	Densité d'énergie (J/m^3)
e :	Charge élémentaire ($1.60217657 \times 10^{-19}C$)
\vec{f}_b :	Force d'actionnement (N/m^3)
\vec{f}_c :	Force collisionnelle (N/m^3)
f :	Fonction de distribution ($(1/m^3)(s/m)^3$)
G :	Taux de production de l'espèce ($1/(m^3 \cdot s)$)
\vec{H} :	Champ magnétique (A/m)
h :	Constante de Planck ($6.62606957 \times 10^{-34}m^2kg/s$)
I :	Courant électrique (A)
I_{pn} :	Courant du n ième sous-circuit(A)
\vec{J}_c :	Densité de courant (A/m^2)
k_B :	Constante de Boltzmann ($1.3806488 \times 10^{-23}m^2kg/(s^2 \cdot K)$)
L :	Taux de destruction de l'espèce ($1/(m^3 \cdot s)$)
m :	Masse (kg)
\mathcal{N} :	Nombre de particules (-)
N :	Nombre de densité des espèces neutres ($1/m^3$)
n :	Nombre de densité ($1/m^3$)
n_0 :	Nombre de densité du milieu environnant ($1/m^3$)
n_ε :	Nombre de densité de l'énergie des électrons (V/m^3)

p :	Pression (Pa)
Q :	Charge électrique totale (C)
\vec{q} :	Flux thermique (W/m^2)
q :	Charge électrique (C)
R_n :	Résistance du n ième sous-circuit (Ω)
R_ε :	Énergie perdue/gagnée due aux collisions inélastiques ($V/(m^3 \cdot s)$)
\vec{r} :	Vecteur position (m)
S :	Terme source de l'espèce ($1/(m^3 \cdot s)$)
T :	Température (K)
t :	Temps (s)
U_i :	Énergie d'ionisation (eV)
\vec{u} :	Vitesse macroscopique (m/s)
V :	Tension (V)
V_n :	Tension au niveau du circuit n^{th} (V)
V_{app} :	Tension appliquée (V)
V_{amp} :	Amplitude de la tension appliquée (V)
$V_{breakdown}$:	Tension seuil (V)
\vec{V} :	Vitesse microscopique (m/s)
\mathcal{V} :	Volume (m^3)
Z :	Nombre de charge ($-$)
α :	Coefficient d'ionisation par impact d'électron ($1/m$)
β_{ei} :	Coefficient de recombinaison électron-ion (m^3/s)
β_{ep} :	Coefficient de recombinaison électron-ion positif (m^3/s)
β_{np} :	Coefficient de recombinaison ion négatif-ion positif (m^3/s)
δ :	Degré d'ionisation ($-$)
γ :	Coefficient d'émission secondaire ($-$)
ε :	Permittivité (F/m)
ε_0 :	Permittivité du vide ($8.85418782 \times 10^{-12} F/m$)

ε_a :	Permittivité relative de l'air (—)
ε_d :	Permittivité relative du diélectrique (—)
ε_r :	Permittivité relative (—)
$\bar{\varepsilon}$:	Énergie moyenne des électrons (V)
η :	Coefficient d'attachement par électron ($1/m$)
λ_D :	Longueur de Debye (m)
μ :	Mobilité des électrons ($m^2/V \cdot s$) ou Perméabilité magnétique (H/m)
μ_0 :	Perméabilité magnétique du vide ($4\pi \times 10^{-7} H/m$)
μ_r :	Perméabilité relative (—)
Π :	Tenseur de pression (Pa)
ρ :	Masse volumique (kg/m^3)
ρ_a :	Résistivité de l'air ($\Omega \cdot m$)
ρ_c :	Densité de charge (C/m^3)
$\rho_{c,w}$:	Densité de charge au niveau de la surface du diélectrique (C/m^3)
σ :	Conductivité (S/m)
σ_c :	Densité de charge surfacique (C/m^2)
φ :	Potentiel électrique dû aux charges électriques (V)
ϕ :	Potentiel électrique dû aux électrodes (V)
Φ :	Potentiel électrique (V)

Indices

k :	Espèce chargée k
e :	Électron
i :	Ion
p :	Ion positif
n :	Ion négatif

Abbreviations

BiCG	BiConjugate Gradient
------	----------------------

BiCGSTAB	BiConjugate Gradient Stabilized
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy
CGS	Conjugate Gradients Squared
DBD	Dielectric Barrier Discharge
DDADI	Diagonally Dominant Alternating Direction Implicit
DSMC	Direct Simulation Monte Carlo
GMRES	Generalized Minimal Residual
LEBU	Large-Eddy Breakup Devices
LFA	Local Field Approximation
MEMS	Micro-Electro-Mechanical Systems
PIC	Particle-in-Cell
PIV	Particle Image Velocimetry
RF	Radiofréquence
SOR	Successive Over-Relaxation
URANS	Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE A	MODÈLES PHÉNOMÉNOLOGIQUES : DÉRIVATION	142
ANNEXE B	MODÈLES PHÉNOMÉNOLOGIQUES : CRITIQUE DÉTAILLÉE	146
B.1	Longueur de Debye	146
B.2	Distribution de Boltzmann	148
B.3	Solution à faible potentiel	150
B.4	Équation de Poisson-Boltzmann	151
B.5	Instabilités de courant du modèle d'Orlov <i>et al.</i>	154
B.6	Erreur d'implémentation du modèle d'Orlov <i>et al.</i>	158
B.7	Discussion sur le modèle à circuits du modèle d'Orlov <i>et al.</i>	160
ANNEXE C	MODÈLES PHÉNOMÉNOLOGIQUES: ASPECTS NUMÉRIQUES	166
C.1	Algorithme de résolution de l'équation de circuit	166
C.2	Lignes de champ électrique	168
ANNEXE D	MODÈLES SCIENTIFIQUES: DÉRIVATION	170
D.1	Dérivation de l'équation de dérive-diffusion	170
D.2	Dérivation de la force d'actionnement	172
ANNEXE E	MODÈLES SCIENTIFIQUES : ASPECTS NUMÉRIQUES	174
E.1	Récapitulatif des équations du code plasma	174
E.2	Algorithme implicite de résolution des équations de transport	174
E.3	Algorithme semi-implicite de résolution de l'équation de Poisson	177
E.4	Validation de l'algorithme itératif de résolution	183

Chapitre 1 INTRODUCTION

Afin de répondre aux nouvelles contraintes économiques et environnementales, le transport aérien est mené à relever de nouveaux défis technologiques. Dans cette perspective, un des moyens pour améliorer les performances des avions de ligne et des turbomachines est le contrôle de l'écoulement. En effet, le contrôle de l'écoulement consiste à manipuler favorablement le champ de vitesse en vue d'obtenir des effets aérodynamiques positifs majeurs. Le contrôle passif de l'écoulement désigne les moyens qui modifient l'écoulement uniquement grâce à la géométrie alors que le contrôle actif implique normalement un ajout d'énergie à l'écoulement grâce à un actionneur [1]. Au fil des années, divers dispositifs, passifs ou actifs, ont été proposés comme les LEBUs (*Large-Eddy Breakup Devices*), les *riblets*, la succion ou l'injection de fluide, le refroidissement ou l'échauffement de la paroi et les MEMS (microsystèmes électromécaniques) pour retarder la transition, prévenir le décollement de la couche limite, réduire la traînée aérodynamique, augmenter la portance et réduire le bruit [2]. Cependant, les contraintes associées au poids, à l'intégration, au temps de réponse, à la robustesse et à l'entretien des actionneurs mécaniques et pneumatiques ont freiné leur application commerciale sur les avions. En contrepartie, l'actionneur plasma aérodynamique, notamment de type décharge à barrière diélectrique (DBD), est un dispositif simple et à faible puissance qui permet de convertir l'électricité directement en écoulement d'air, et ce, sans pièce mobile. En effet, ces actionneurs sont légers, potentiellement durables, nécessitent peu d'entretien et peuvent être encastrés pour ne pas nuire aux performances aérodynamiques lorsque inactifs. De plus, étant purement électriques, ils ont un temps de réponse très court et sont simples à intégrer. Par conséquent, l'actionneur plasma est un dispositif idéal pour les applications aéronautiques et permettraient d'étendre la technologie du contrôle actif de l'écoulement dans ce domaine.

1.1 Description générale des actionneurs de type décharge à barrière diélectrique

Les actionneurs de type décharge à barrière diélectrique (DBD) sont des dispositifs relativement récents convertissant l'électricité directement en accélération d'écoulement par le biais d'une ionisation partielle de l'air. La forme la plus commune d'un actionneur à plasma consiste

essentiellement de deux électrodes décalées axialement, une exposée à l'air et l'autre cachée dans une couche de matériel diélectrique, comme montrée à la Figure 1.1.

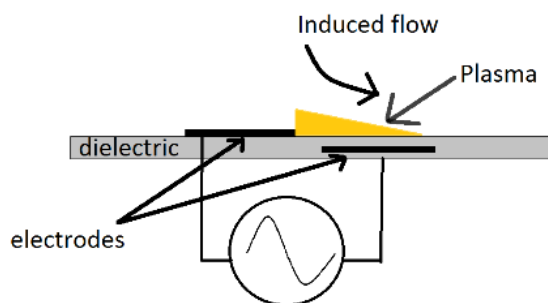


Figure 1.1 – Vue schématique d'un actionneur de type décharge à barrière diélectrique (DBD).

Lorsqu'une tension de plusieurs kV et de plusieurs kHz est appliquée entre les électrodes, l'air au-dessus du diélectrique couvrant l'électrode cachée est partiellement ionisé sans entraîner la formation d'arc électrique en raison de la présence du diélectrique limitant la croissance du champ électrique. Les ions sont accélérés sous l'effet du champ électrique et un transfert de quantité de mouvement à l'air neutre se produit sous l'effet des collisions résultant en une accélération de l'écoulement du fluide neutre proche de la surface. Cette accélération du fluide neutre, lorsqu'utilisée judicieusement, permet d'obtenir des effets aérodynamiques positifs majeurs. Des géométries plus complexes comme un actionneur constitué de multiples électrodes encapsulées [3, 4] où d'une série d'électrodes exposées et d'électrodes cachées [5-7] ont été envisagées. Toutefois, ce mémoire se concentre sur la modélisation de la géométrie de base tel qu'illustré sur la Figure 1.1.

1.2 Applications aérodynamiques des actionneurs de type décharge à barrière diélectrique

De nombreuses applications ont été proposées pour les actionneurs de type DBD. La première et la plus commune est le contrôle du décollement de la couche limite sur une surface portante [8-12] avec extension pour les profils oscillants [13] et les cascades de turbines à basse pression [14]. Les actionneurs de type DBD ont aussi été proposés pour le contrôle des vortex en bout d'aile afin d'altérer la portance pour le contrôle du vol à faible incidence [15]. Une autre catégorie d'applications est le contrôle de l'écoulement de jeu d'aube dans les rotors de turbines [16-19] et de compresseurs [20-22]. Les actionneurs de type DBD ont aussi été proposés pour retarder le

décrochage tournant dans les compresseurs [23-25]. Finalement, il a été suggéré que ces actionneurs peuvent être utilisés pour annuler/amortir les ondes Tollmien-Schlichting [26-29] pour retarder la transition laminaire-turbulente de la couche limite et ainsi réduire la traînée visqueuse.

1.3 Contexte et problématique

Considérant le coût des expériences et les contraintes associées avec des tests à des conditions d'opération réalistes, il existe un besoin de développer des modèles numériques pour simuler l'effet des actionneurs de type DBD sur l'écoulement. Deux types d'approche peuvent être identifiés, à savoir modélisation d'ordre élevé et modélisation phénoménologique. L'approche à ordre élevé, aussi référée comme la modélisation scientifique, consiste à résoudre la physique et la chimie du plasma. En revanche, l'approche phénoménologique consiste quant à elle à créer un modèle de faible ordre qui reproduit seulement l'effet macroscopique de l'actionneur sur l'écoulement. Les premières tentatives en modélisation phénoménologique ont été réalisées par Hall *et al.* [30], qui ont représenté l'actionneur comme un doublet dans un code à panneaux pour la simulation d'un écoulement autour d'un profile, par Roth [10], qui a modélisé l'interaction plasma-fluide avec une force électrostatique basée sur la densité de charge, et par Shyy *et al.* [31], qui ont proposé un champ de force bidimensionnel linéaire calibrée sur la taille de l'actionneur.

Les premiers modèles phénoménologiques considérant les détails de la géométrie et les propriétés de l'air et du diélectrique ont été proposés par Suzen *et al.* [32-34] et Orlov *et al.* [35-37]. Toutefois, une distribution empirique de la densité de charge au-dessus du diélectrique a été supposée par Suzen *et al.* [32-34]. En même temps, Orlov *et al.* [35-37] ont utilisé un réseau de circuits électriques pour modéliser le plasma et la variation de la densité de charge associée avec les processus de décharge électrique. Les modèles phénoménologiques subséquents, comme celui de Lemire et Vo [38-40] ont été largement inspirés par les modèles de Suzen *et al.* [32-34] et d'Orlov *et al.* [35-37]. Toutefois, aucun de ces modèles ne peut prédire correctement la force d'actionnement expérimentale pour un cas donné [41] et l'approche générale est d'utiliser un facteur de multiplication pour calibrer le champ de force artificiellement. Ce champ de force est ensuite incorporé dans un solveur CFD (*Computational Fluid Dynamics*) comme un terme source pour simuler l'effet de l'actionneur sur l'écoulement. Cette approche a été relativement fructueuse pour des simulations à de faibles nombres de Reynolds [42, 43] et avec calibration artificielle.

Toutefois, un objectif visé de certains de ces modèles phénoménologiques est d'être un outil de design pour optimiser la configuration de l'actionneur plasma afin de maximiser la force d'actionnement [13, 44, 45]. En effet, de nombreux paramètres, comme la géométrie de l'actionneur (épaisseur de l'électrode exposée [46, 47], longueur de l'électrode cachée [46], épaisseur du diélectrique [48], écart entre les électrodes [6]) et la tension appliquée (amplitude [48], fréquence [6, 49] et forme d'onde [48, 50]) peuvent affecter le champ de force. Ainsi, un modèle robuste et précis est nécessaire pour déterminer la configuration optimale de l'actionneur. Également, l'actionneur plasma sera mené à opérer dans différentes conditions atmosphériques. Ainsi, un modèle plasma doit prédire l'effet de la pression [51-56], la température [53] et l'humidité sur la variation de la force d'actionnement sans calibration artificielle.

Par ailleurs, l'effet la vitesse du fluide neutre n'est pas pris en compte dans les modèles phénoménologiques puisque l'effet de la force d'actionnement est seulement implémenté comme un terme source. Toutefois, les travaux de Demers [57] semblent indiquer que négliger l'effet du fluide neutre surestime l'effet de la force d'actionnement.

1.4 Objectifs du mémoire

Dans cette optique, l'objectif général du mémoire est d'abord d'implémenter un modèle pour actionneur plasma ayant la possibilité de tenir compte de l'effet des conditions ambiantes (température, pression, humidité et vitesse d'écoulement) en plus des effets dus à la tension appliquée (amplitude, fréquence et forme d'onde) et à la géométrie de l'actionneur (longueur et épaisseur des électrodes, épaisseur du diélectrique et écart entre les électrodes) sur la force d'actionnement. De plus, ce modèle doit être assez pratique en termes de temps et de ressource de calcul pour être utilisé dans des simulations CFD en aéronautique.

1.5 Organisation du mémoire

Ce mémoire est organisé en six chapitres. L'introduction a été décrite dans le présent chapitre. Le Chapitre 2 présente une revue de littérature en débutant par une introduction à la physique des plasmas. Également, les différentes observations quant aux caractéristiques physiques des décharges de type DBD y sont décrites. Ensuite, une revue exhaustive des différents modèles phénoménologiques et scientifiques pour actionneurs DBD y est présentée. Le Chapitre 3 présente la méthodologie employée pour obtenir un modèle d'actionneur plasma applicable à des cas

pratiques en aéronautique. Le Chapitre 4 présente le résultat des simulations numériques associées au modèle choisi. Puis, le Chapitre 5 propose les améliorations à apporter au modèle afin de prédire l'effet de la température, pression et humidité de l'air sur la force d'actionnement de l'actionneur de type DBD. Finalement, la conclusion de ce mémoire est présentée au Chapitre 6.

Chapitre 2 REVUE DE LITTÉRATURE

L'objectif de cette revue de littérature est d'abord de présenter une courte introduction à la physique des plasmas décrivant le comportement des gaz ionisés impliqués dans l'opération des actionneurs de type décharge à barrière diélectrique. Ensuite, une brève description des différentes caractéristiques physiques des décharges et du comportement de la force d'actionnement de l'actionneur est offerte. Par la suite, un résumé des différents modèles phénoménologiques existants avec une analyse critique de leurs faiblesses théoriques y est présenté. Finalement, une description des différents modèles scientifiques existants de type dérive-diffusion pour des actionneurs de type DBD est offerte.

2.1 Physique de plasmas

Un plasma peut être généralement décrit comme un gaz ionisé ayant un comportement collectif. Notamment, le mouvement des espèces ionisées du plasma est affecté par l'action d'un champ électromagnétique lui-même influencé par les charges électriques mises en mouvement. Par conséquent, un plasma forme un système multi-physique complexe et couplé dont l'étude est difficile. De plus, la physique d'un plasma faiblement ionisé, collisionnel, hors équilibre thermodynamique et à pression atmosphérique, typique des actionneurs de type DBD, est complexifiée par la présence de collisions élastiques et inélastiques qui occasionnent un transfert de quantité de mouvement entre les espèces et des réactions chimiques d'ionisation, de recombinaison, de dissociation et d'excitation. Par conséquent, de nombreuses simplifications et hypothèses sont nécessaires afin d'obtenir une description théorique acceptable. Dans cette perspective, cette section présente une brève introduction aux équations de Maxwell, gouvernant le comportement des champs électromagnétiques, et aux différentes descriptions théoriques utilisées en physique des plasmas.

2.1.1 Notions préliminaires

Un plasma peut notamment être décrit en termes de degré ou de ratio d'ionisation et d'état d'équilibre thermodynamique. Ainsi, cette sous-section introduit les notions de degré d'ionisation et d'équilibre thermodynamique.

Degré d'ionisation

Un paramètre important en physique des plasmas est le degré d'ionisation δ . Ce paramètre est défini par (2.1) .

$$\delta = \frac{n_i}{N + n_i} \quad (2.1)$$

Où n_i est le nombre de densité des ions et N le nombre de densité des espèces neutres. Lorsque le paramètre $\delta \ll 1$, le plasma est considéré comme faiblement ionisé et le degré d'ionisation est approximativement égal au ratio d'ionisation, donné par (2.2).

$$\frac{n_i}{N + n_i} \approx \frac{n_i}{N} \quad (2.2)$$

Notamment, un plasma est considéré fortement ionisé lorsque le ratio d'ionisation dépasse 10^{-3} [58].

Équilibre thermodynamique

Un plasma est en équilibre thermodynamique lorsque la température est uniforme et est identique pour tous les degrés de liberté (en translation, en vibration et en rotation) et pour toutes les espèces constituantes. Par conséquent, la composition chimique et toutes les propriétés du plasma sont fonction de la température [59]. Notamment, l'équation de Saha, donnée par l'équation (2.3), permet de déterminer le ratio d'ionisation d'un plasma en équilibre thermodynamique [60].

$$\frac{n_i}{N} = \left(\frac{2\pi m_e k_B}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T^{\frac{3}{2}}}{n_i} \exp \left(- \frac{U_i}{k_B T} \right) \quad (2.3)$$

Où h est la constante de Planck, k_B est la constante de Boltzmann, U_i est l'énergie d'ionisation, T est la température et m_e est la masse de l'électron. À une température ambiante (300K), l'équation de Saha indique que le ratio d'ionisation est d'environ de 10^{-122} [60, 61]. Ainsi, le ratio d'ionisation est négligeable à une température ambiante pour un plasma en équilibre thermodynamique. Un effet, un gaz doit être chauffé à de très hautes températures pour obtenir un plasma en équilibre thermodynamique avec un ratio d'ionisation appréciable.

2.1.2 Classification des plasmas

Un large domaine de conditions est couvert par l'appellation plasma. Dépendamment des conditions, un plasma peut être considéré comme étant « thermique » ou « non-thermique », « collisionnel » ou « non-collisionnel » et « faiblement ionisé » ou « fortement ionisé ».

Plasma thermique

Un plasma thermique est un plasma dont la température des ions et la température des électrons sont approximativement égales. Les ions et les électrons sont en équilibre thermodynamique local les uns envers les autres. La foudre et les arcs électriques sont des exemples de plasmas terrestres en équilibre thermodynamique [58].

Plasma non-thermique (plasma à deux températures)

Un plasma non-thermique est un plasma hors-équilibre thermodynamique dont la température des électrons est sensiblement plus grande que la température des ions et des particules neutres. La différence de température entre les ions/particules neutres et les électrons s'explique par l'inefficacité des collisions élastiques en raison de la grande différence de masse entre les électrons et les ions. Ainsi, les électrons n'arrivent pas à transférer le gain d'énergie dû au champ électrique aux ions/particules neutres en mouvement de translation [62]. Les décharges électriques de type couronne (*corona discharge*) et à barrière diélectrique sont des exemples de plasmas non-thermiques à pression atmosphérique [58]. D'autres exemples de plasmas non-thermiques sont les décharges luminescentes (*glow discharge*) et les décharges RF (radiofréquences) [63].

Plasma non-collisionnel

Dans un plasma fortement ionisé, les particules chargées interagissent essentiellement par le biais des forces coulombiennes à long rayon d'action. Ces interactions coulombiennes prédominent sur les collisions binaires à court rayon d'action entre les électrons/ions et les particules neutres. Un tel plasma est alors considéré non-collisionnel [62].

Plasma collisionnel

Le comportement d'un plasma faiblement ionisé est essentiellement gouverné par les collisions à courte distance entre les électrons et les molécules neutres sous l'action d'un champ magnétique

ou électrique extérieur [62]. Normalement, pour des applications non-religées à la fusion nucléaire, les plasmas terrestres sont faiblement ionisés et sont dominés par des phénomènes collisionnels [64]. Le plasma des actionneurs de type DBD sont notamment fortement collisionnel.

2.1.3 Équations de Maxwell

Les plasmas, étant constitués d'espèces ionisées chargées, sont affectés par la présence de champs électromagnétiques externes et/ou induits. Les phénomènes électromagnétiques sont gouvernés par un ensemble d'équations aux dérivées partielles connu sous le nom d'équations de Maxwell. Ces dernières sont données par (2.4) à (2.7), avec $\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon_r \epsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_r \mu_0 \vec{H}(\vec{r}, t)$.

Loi de Gauss

$$\nabla \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = \rho_c \quad (2.4)$$

Loi de Maxwell-Faraday

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (2.5)$$

Loi de Gauss pour le magnétisme

$$\nabla \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \quad (2.6)$$

Loi d'Ampère-Maxwell

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{J}_c(\vec{r}, t) + \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (2.7)$$

Les paramètres ϵ_r , ϵ_0 , μ_r and μ_0 sont respectivement la permittivité relative, la permittivité du vide, la perméabilité relative et perméabilité du vide. $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{B}(\vec{r}, t)$ sont le champ électrique et le champ magnétique en Tesla alors que $\vec{D}(\vec{r}, t)$ et $\vec{H}(\vec{r}, t)$ sont l'induction électrique et le champ

magnétique en A/m¹. Le terme ρ_c est la densité (nette) de charge électrique et \vec{J}_c est la densité de courant.

Les équations de Maxwell forment ainsi un système couplé d'équations gouvernant le champ électrique, le champ magnétique, la densité de charge et le courant. Toutefois, une simplification notable des équations de Maxwell est possible lorsque la variation temporelle du champ magnétique est négligeable. Dans ce cas, le champ électrique est irrotationnel ($\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = 0$) et peut être exprimé sous la forme du gradient d'un potentiel scalaire Φ . Ainsi, en supposant que $\vec{E}(\vec{r}, t) = -\nabla\Phi$, la loi de Gauss se réduit à l'équation de Poisson donnée par (2.8).

$$\nabla \cdot \epsilon_r \nabla \Phi = \frac{-\rho_c}{\epsilon_0} \quad (2.8)$$

Par ailleurs, il est reporté dans la littérature des décharges à plasma que la variation du champ magnétique est souvent négligeable [65] et cette hypothèse est utilisée dans la majorité des modèles pour actionneurs de type décharges à barrière diélectrique.

2.1.4 Descriptions théoriques du plasma

La présence d'un champ électromagnétique affecte, par le biais de la force de Lorentz, le mouvement des particules chargées et ces dernières affectent à leur tour, par leur déplacement, le champ électromagnétique environnant. Ainsi, les équations de Maxwell sont couplées avec les équations de quantité de mouvement des particules constituant le plasma. La physique des plasmas est donc extrêmement complexe et de plusieurs descriptions théoriques ont été développées dans le but de décrire le comportement du plasma.

Il y a essentiellement trois types de description théorique en physique des plasmas [60] :

- Description basée sur le mouvement de particules chargées individuelles dans un champ magnétique donné et dans un champ électrique donné.

¹ Le terme « champ magnétique » est utilisé pour désigner deux grandeurs vectorielles distinctes \vec{H} et \vec{B} , mais étroitement reliées.

- Description basée sur une théorie cinétique décrivant le plasma avec une fonction de distribution.
- Description basée sur une approche fluide décrivant le plasma avec des grandeurs macroscopiques moyennées.

Modèle à particules

Le mouvement d'une particule de masse m et de charge q dans un champ électrique \vec{E} et un champ magnétique \vec{B} donnés est déterminé par l'équation (2.9) [65].

$$m \frac{d\vec{V}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}) \quad (2.9)$$

Où \vec{V} est la vitesse de la particule. Ce modèle suppose que le champ électrique et le champ magnétique sont imposés de façon externe et ne sont pas affectés par la présence des particules chargées [61]. Ainsi, cette approche est seulement valide pour un plasma à très faible densité de sorte que l'effet des particules chargées sur le champ électromagnétique soit négligeable. Par exemple, cette situation est valide dans les ceintures de radiations et dans certains appareils électroniques [66].

Toutefois, pour des densités de charge plus élevées, le plasma consiste en un grand nombre de particules interagissant et ayant un comportement collectif [60]. Théoriquement, il est possible de former un ensemble complet d'équations et de résoudre le mouvement de chaque particule dans le plasma, et ce, couplé avec les équations de Maxwell. Par exemple, l'équation de Klimontovich [67], l'équation de Liouville ou la hiérarchie BBGKY [68] offre une description exacte d'un plasma [69]. Le plasma est ainsi décrit comme une collection de charges se déplaçant dans un champ électromagnétique influencé par les charges eux-mêmes. Cependant, cette approche n'est pas réaliste, car elle nécessite la résolution d'un système consistant jusqu'à 10^{20} équations [60]. En effet, les équations de Klimontovich, de Liouville et de la hiérarchie BBGKY ne sont pas utilisées directement mais servent comme fondation à d'autres modèles approximatifs [69].

Modèle cinétique

La théorie cinétique du plasma utilise une approche statistique pour décrire le comportement collectif des particules chargées. On suppose une fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{V}, t)$ de tel sorte que le nombre total de particules \mathcal{N} d'une espèce donnée est définie par l'équation (2.10) [60].

$$\mathcal{N}(t) = \int \int f(\vec{r}, \vec{V}, t) d^3\vec{r} d^3\vec{V} \quad (2.10)$$

La fonction de distribution est ainsi définie dans un domaine de phase à six dimensions formé des trois dimensions spatiales de \vec{r} et des trois dimensions de vitesse de \vec{V} . En prenant la dérivée totale de la fonction de distribution, on obtient l'équation de Boltzmann, définie par l'équation (2.11) [60].

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} \cdot \frac{d\vec{r}}{dt} + \frac{\partial f}{\partial \vec{V}} \cdot \frac{d\vec{V}}{dt} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} \quad (2.11)$$

Cette dernière peut également être exprimée par l'équation (2.12) [65]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla_{\vec{r}} f + \vec{a} \cdot \nabla_{\vec{V}} f = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} \quad (2.12)$$

Où \vec{a} est l'accélération et le terme collisionnel $(\partial f / \partial t)_{coll}$ représente le taux de changement de la fonction de distribution en raison des collisions de particules [61]. Ce terme est l'élément fondamental qui définit la modélisation d'un plasma [70]. Si le terme collisionnel est négligé, par exemple dans un plasma suffisamment chaud [61], et que seules les forces électromagnétiques sont considérées, l'équation de Boltzmann se réduit à l'équation de Vlasov (2.13) [65], où q représente la charge et m la masse.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla_{\vec{r}} f + \frac{q}{m} (\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}) \cdot \nabla_{\vec{V}} f = 0 \quad (2.13)$$

L'utilisation d'une fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{V}, t)$ donne une description plus détaillée que l'approche fluide (décrite plus loin), mais moins détaillée que de déterminer la trajectoire de chaque particule [64]. L'approche cinétique simplifie significativement la description du plasma puisque le système couplé d'équations entre particules est remplacé par une distribution à six

dimensions en espace et en vitesse, mais reste irréaliste à l'exception de certaines solutions particulières (par exemple, la distribution de Maxwell-Boltzmann²).

Modèle fluidique

La seule approche raisonnable pour des considérations pratiques est une description fluidique du plasma, c'est-à-dire considérant le plasma d'un point de vue macroscopique. L'approche cinétique peut être simplifiée en moyennant les grandeurs microscopiques dans le but d'obtenir des grandeurs macroscopiques [65]. Avec cette approche, les six dimensions de phase du modèle cinétique sont réduites à trois dimensions spatiales [69]. Pour chaque espèce k , il est possible de définir les grandeurs macroscopiques suivantes à partir de la fonction de distribution [70].

*Nombre de densité*³

$$n_k(\vec{r}, t) = \int f_k(\vec{r}, \vec{V}, t) d\vec{V} \quad (2.14)$$

Vitesse macroscopique

$$\vec{u}_k(\vec{r}, t) = \frac{1}{n_k(\vec{r}, t)} \int \vec{V}_k f_k(\vec{r}, \vec{V}, t) d\vec{V} \quad (2.15)$$

Tenseur de pression

$$\Pi_k(\vec{r}, t) = m_k \int (\vec{V}_k - \vec{u}_k)(\vec{V}_k - \vec{u}_k) f_k(\vec{r}, \vec{V}, t) d\vec{V} \quad (2.16)$$

Densité d'énergie

$$E_{t_k}(\vec{r}, t) = \frac{m_k}{2n_k} \int (\vec{V}_k - \vec{u}_k)^2 f_k(\vec{r}, \vec{V}, t) d\vec{V} \quad (2.17)$$

Flux de chaleur

² Distribution de vitesse quantifiant la répartition des molécules à l'équilibre thermodynamique global

³ Le nombre de densité n_k représente le nombre de particules par unité de volume de l'espèce k

$$\vec{q}_k(\vec{r}, t) = \frac{m_k}{2} \int (\vec{V}_k - \vec{u}_k)^2 (\vec{V}_k - \vec{u}_k) f_k(\vec{r}, \vec{V}, t) d\vec{V} \quad (2.18)$$

En intégrant l'équation de Boltzmann dans le domaine de vitesse, on obtient l'équation macroscopique de continuité pour une espèce k , donnée par l'équation (2.19) [65].

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla \cdot (n_k \vec{u}_k) = G_k - L_k \quad (2.19)$$

Où n_k et \vec{u}_k sont respectivement le nombre de densité et la vitesse macroscopique de l'espèce k . Les termes G_k et L_k représentent respectivement les taux de production et de destruction de l'espèce k et sont obtenus par l'intégration du terme collisionnel dans l'équation de Boltzmann [65].

L'équation macroscopique de la conservation de la quantité de mouvement de chaque espèce k , donnée par l'équation (2.20), est obtenue en multipliant l'équation de Boltzmann par $m_k \vec{V}_k$ et en intégrant dans le domaine de vitesse [61].

$$m_k n_k \left[\frac{\partial \vec{u}_k}{\partial t} + (\vec{u}_k \cdot \nabla) \vec{u}_k \right] = q_k n_k (\vec{E} + \vec{u}_k \times \vec{B}) - \nabla \cdot \mathbf{\Pi}_k + \vec{f}_{c_k} \quad (2.20)$$

Où $\mathbf{\Pi}_k$ est le tenseur de pression et \vec{f}_{c_k} est le terme caractérisant l'échange de quantité de mouvement lors des collisions.

Finalement, l'équation macroscopique de la conservation d'énergie pour chaque espèce k , en supposant une pression isotopique p_k , est donnée par l'équation (2.21) [65].

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} p_k \right) + \nabla \cdot \frac{3}{2} (p_k \vec{u}_k) + p_k \nabla \cdot \vec{u}_k + \nabla \cdot \vec{q}_k = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} p_k \right)_c \quad (2.21)$$

Le terme collisionnel à droite de l'égalité inclut tous les processus affectant la densité d'énergie tel que l'ionisation, l'excitation la diffusion élastique et l'échauffement ohmique [65].

Des équations supplémentaires sont nécessaires pour considérer la chimie des réactions de dissociation, de recombinaison, d'excitation et d'ionisation. Smirnov [71] liste jusqu'à 41 réactions chimiques possibles en considérant uniquement la chimie de l'oxygène et de l'azote. Divers réactions chimiques sont également indiquées par Fridman [59, 63], Becker *et al.* [72] et Ishihara

et al. [73]. Ces réactions chimiques sont causées par des collisions inélastiques entre électron-neutre, électron-ion, ion-ion et ion-neutre et dépendent, entre autres, de la section efficace⁴ des espèces concernées. Ces réactions chimiques forment des phénomènes complexes et non-linéaires et la clef de la modélisation dépend de la façon dont ces réactions sont prises en compte.

2.2 Caractéristiques physiques des actionneurs de type décharge à barrière diélectrique

Malgré leur simplicité géométrique, les actionneurs de type DBD présente un comportement physique très complexe au niveau de la décharge électrique et de la force d'actionnement. Dans cette optique, cette section présente une description des différentes caractéristiques des décharges et de la force d'actionnement produites par les actionneurs de type DBD.

2.2.1 Caractéristiques de la décharge

Le plasma impliqué dans le fonctionnement des actionneurs de type DBD est généré par des décharges électriques. Une décharge est le passage d'un courant électrique à travers un gaz causé par un champ électrique externe [71]. Les décharges électriques sont un phénomène complexe et dépendamment des conditions d'opération et de la géométrie du dispositif, différents types de décharges sont observés. Dans le cas de l'actionneur de type DBD, lorsque la tension appliquée sur l'électrode exposée est de polarité négative, des électrons sont émis par l'électrode exposée et sont déposés sur la surface du diélectrique (décharge avant). En revanche, lorsque la tension appliquée sur l'électrode exposée est de polarité positive, les électrons déposés sur le diélectrique sont entraînés vers l'électrode exposée (décharge arrière)[74].

En particulier, les expériences réalisées par Orlov, Font et Edelstein [75] montrent que la décharge avant est de forme diffuse (décharge de type *Townsend*) alors que la décharge arrière est de forme filamentaire (décharge de type *streamer*), c'est-à-dire composée de multiples micro-décharges formant de fins filaments discrets. Ainsi, les données expérimentales démontrent que les décharges ont des différences marquées durant les deux différents demi-cycles. Par ailleurs, la Figure 2.1, tirée de la référence [50], montre que les structures filamenteuses sont observées pour différentes

⁴ La section efficace est un paramètre physique qui mesure la probabilité d'interaction pour une réaction donnée.

formes de tension appliquée durant la décharge arrière. Également, la Figure 2.1 montre que des pics de courant de plusieurs dizaines de mA sont observés durant la décharge arrière.

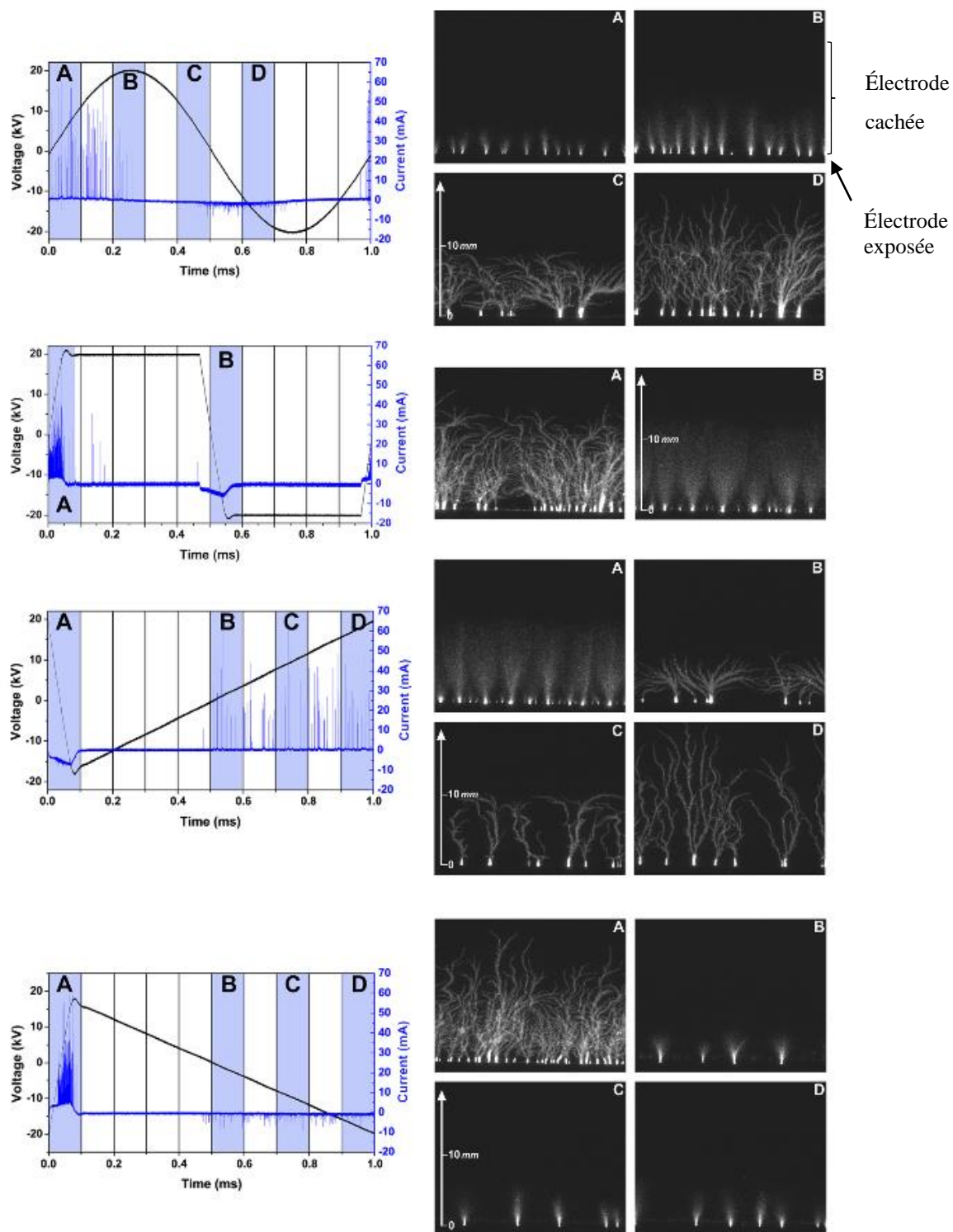


Figure 2.1 – Décharges électriques pour différentes formes (sinusoïdale, carrée, dent-de-scie positive et dent-de-scie négative) de tension appliquée sur l'électrode exposée (électrode cachée mise à la terre). Reproduit à partir de la référence [50], avec permission de AIP Publishing.

Ce comportement asymétrique est expliqué par le fait que durant la décharge avant, les électrons proviennent de l'électrode exposée alors que durant la décharge arrière, les électrons proviennent du matériel diélectrique [76]. Durant la décharge avant, il y a une accumulation d'électrons sur le matériel diélectrique créant une tension secondaire sur la surface diélectrique [77]. Ce champ électrique secondaire écrante partiellement le champ électrique généré par les électrodes. Ainsi, le champ électrique ne croît jamais au point où des décharges de types *streamer* sont initiées [75]. Pour cette raison, les actionneurs de type DBD sont décrits comme étant autolimitant [77, 78]. L'aspect autolimitant de ces actionneurs prévient la formation d'arc électrique provoquée par une cascade de charges électriques [13]. En raison de l'accumulation de charges sur la surface diélectrique, la décharge électrique s'éteindrait à moins que la tension appliquée sur l'électrode exposée soit continuellement réduite dans le but de maintenir une différence de potentiel suffisante entre les électrodes [77]. En revanche, durant la décharge arrière, les électrons sont absorbés par l'électrode exposée de sorte que le champ électrique peut croître au point que des décharges de type *streamer* sont initiées [75].

2.2.2 Caractéristiques de la force d'actionnement

L'interaction de la décharge électrique avec les espèces neutres crée une force d'actionnement agissant sur l'écoulement. Cette force d'actionnement présente un comportement complexe durant un cycle AC. Différentes équipes de chercheurs ont notamment observé différents comportements de la force d'actionnement durant les deux demi-cycles de la décharge.

Par exemple, des données obtenues à partir d'un accéléromètre par Porter *et al.* [49, 79] indiquent que la force d'actionnement serait constituée d'une grande poussée (*PUSH*) suivie d'une petite traction (*pull*) et Debien *et al.* [80] ont rapporté que les mesures PIV indiquent que la composante horizontale de la force d'actionnement serait positive durant le demi-cycle positif (*PUSH*) et négative durant le demi-cycle négatif (*pull*). Également, des simulations de type PIC-DSMC (*Particle in Cell-Direct Simulation Monte Carlo*) réalisées par Font [81] avec de l'azote pur suggèrent que la force d'actionnement agit dans des directions opposées durant chaque demi-cycle. Un comportement similaire est aussi observé avec des simulations de type PIC-DSMC réalisées

avec de l'oxygène pur [82-84]. Ce type de comportement est référé en tant que *pull-PUSH*⁵. Une force nette proviendrait de l'asymétrie de la déposition de charges sur le diélectrique, ce qui résulterait en une force d'actionnement plus grande durant la décharge arrière [81-84]. Cependant, il est à noter que ces simulations ont seulement considéré un nombre limité de réactions d'ionisation, de dissociation, d'excitation et de recombinaison. De plus, les simulations consistaient seulement d'une seule micro-décharge alors que la décharge d'un actionneur de type DBD est constituée d'un grand nombre de micro-décharges au cours d'un cycle A.C (voir Figure 2.1).

En revanche, Enloe *et al.* [85, 86] ont montré que la force d'actionnement pointerait toujours dans la même direction, et ce, durant les deux-demi cycles. Ce type de comportement de la force d'actionnement est référé en tant que *push-push*. De même, des mesures acoustiques réalisées par Baird *et al.* [87] favorisent une description *push-push* de la force d'actionnement. D'autres expériences ont montré que la présence d'oxygène et d'ions négatifs d'oxygène joue un rôle important dans la production de la quantité de mouvement [88-92]. Également, des expériences ont montré que la force négative observée durant la décharge avant serait due à la traînée aérodynamique du fluide après l'extinction du plasma [93, 94]. De plus, certaines expériences montrent que le demi-cycle négatif (décharge avant) est responsable de la majorité du transfert de quantité de mouvement [85-90, 94-96]. Finalement, Kotsonis et Ghaemi [96] ont observé expérimentalement un comportement de type *push-push* pour des tensions appliquées de formes sinusoïdale, en dents de scie positifs et en dents de scie négatifs. Par ailleurs, ces observations ont été renforcées par l'étude de tension appliquée de formes asymétriques [97].

Dans la description *push-push*, la force d'actionnement produite durant la décharge avant est expliquée par la présence d'ions négatifs [85]. Les expériences d'Enloe *et al.* [98] et de Kim *et al.* [88] suggèrent en effet que les ions négatifs d'oxygène jouent un rôle décisif dans la force d'actionnement puisque l'air enrichie avec de l'oxygène produit une plus grande force d'actionnement durant la décharge avant. Leonov *et al.* [91] ont observé que la force d'actionnement durant la décharge avant devient négligeable lorsque l'air est remplacée par de l'azote (gaz non-électronégatif). Ces résultats renforcent l'hypothèse que la force d'actionnement est dominée par la présence d'ions négatifs durant la décharge avant. Une explication alternative

⁵ Petite traction (*push*) suivi d'une grande poussée (*PUSH*)

[96] est que la nature diffusive de la décharge avant, couplée avec la production d'ions négatifs, génère davantage d'échange de quantité de mouvement avec les espèces neutres que durant la décharge arrière, caractérisée par une décharge filamentaire. En effet, ces décharges concentrées sont apparemment moins efficaces pour échanger de la quantité de mouvement avec les espèces neutres. Pour ces raisons, la description *push-push* est favorisée dans ce présent mémoire.

2.3 Modèles phénoménologiques pour actionneurs DBD

L'utilité principale des modèles phénoménologiques pour actionneurs de type DBD est de prédire la distribution de la force d'actionnement sans résoudre la physique et la chimie complexes d'une décharge électrique à pression atmosphérique. Notamment, un objectif avoué [13, 44, 45] de ces modèles est d'être un outil de design pour examiner l'influence de divers paramètres comme la géométrie des électrodes, les propriétés du diélectrique, la tension appliquée (fréquence, amplitude et forme) sur la performance des actionneurs au plasma. Dans cette optique, cette section présente d'abord une description des modèles phénoménologiques existants. Ensuite, une analyse critique de ces modèles révélant que ces derniers sont basés sur des hypothèses questionnables, est exposée avec une discussion sur les conséquences de ces limitations sur les simulations numériques des effets de l'actionneur sur l'écoulement.

2.3.1 Description des modèles phénoménologiques

Les modèles de Suzen *et al.* [32-34] et d'Orlov *et al.* [35-37] sont deux modèles phénoménologiques que l'on retrouve dans la littérature scientifique. Les autres modèles existants [38-40, 51, 52, 76, 78, 99-105] reprennent des éléments de ces deux modèles de base. Essentiellement, ces modèles négligent le champ magnétique et la force de l'actionneur est simplement donnée par une force électrostatique \vec{f}_b , obtenue par la relation (2.22), où ρ_c est la densité nette de charge et \vec{E} est le champ électrique.

$$\vec{f}_b = \rho_c \vec{E} \quad (2.22)$$

Cette force électro-hydrodynamique est ensuite incorporée dans les équations de Navier-Stokes comme un terme source pour simuler l'effet de l'actionneur DBD sur l'écoulement. Le champ électrique est calculé en supposant qu'il peut être obtenu par le gradient d'une fonction scalaire

potentielle ($\vec{E} = -\nabla\Phi$). Cette hypothèse est basée sur le fait que la variation temporelle du champ magnétique est souvent négligeable dans ce genre de plasma [65]. Lorsque le champ magnétique est négligé, le champ électrique est irrotationnel et les équations de Maxwell se réduisent à une simple équation scalaire (équation de Poisson). La difficulté de la modélisation provient ainsi de la distribution de la densité de charge puisque la chimie de l'ionisation de l'air est très complexe. Dans le but de développer un outil d'ingénierie, la distribution de charge a été déterminée en utilisant des hypothèses simplificatrices. Les principaux modèles phénoménologiques existants [32-40, 42, 51, 52, 76, 78, 99-105] diffèrent l'un de l'autre essentiellement par la méthode utilisée pour modéliser la distribution de la densité de charge au-dessus du diélectrique et les conditions limites choisies pour résoudre le champ électrique. Ces modèles phénoménologiques sont résumés dans le Tableau 2.1.

Tableau 2.1: Principaux modèles phénoménologiques d'actionneurs de type décharges à barrière diélectrique

Modèle	Année	Type
Orlov <i>et al.</i> [35-37]	2006	Circuit & 1-potentiel
Suzen <i>et al.</i> [32-34]	2006	2-potentiel
Nelson <i>et al.</i> [105]	2006	1-potentiel
Lemire et Vo [38-40]	2008	Circuit & 2-potentiel
Mertz et Corke [76, 78, 99]	2008	Circuit & 1/2-potentiel
Valerioti et Corke [51, 52]	2010	Circuit & 1-potentiel
Bouchmal [100]	2011	2-potentiel
Ibrahim et Stoke [42, 43, 101]	2011	2-potentiel
Ahmadi <i>et al.</i> [102]	2011	2-potentiel
Thompson et Moeller [103]	2012	1-potentiel
Abdollahzadeh [104]	2014	2-potentiel

Puisqu'ils sont les précurseurs des autres modèles phénoménologiques, les modèles Suzen *et al.* [32-34] et d'Orlov *et al.* [35-37] sont décrits en détail dans cette sous-section alors que la présentation des autres modèles est limitée à une brève description.

Modèle d'Orlov *et al.*

Dans leur modèle, Orlov *et al.* [35-37] ont supposé que la formation du plasma et la réponse de l'écoulement peuvent être découplées l'une de l'autre en raison de la grande disparité des échelles de temps impliquées. Orlov et Corke [106] prétendent que cette grande disparité de l'échelle de

temps permet de supposer que la formation et que le réarrangement des charges sont instantanés. En supposant un comportement quasi-statique avec une densité de courant \vec{J}_c et un champ magnétique \vec{B} négligeables, Orlov *et al.* [35] ont calculé le potentiel électrique à partir de l'équation de Poisson, donnée par (2.23).

$$\nabla \cdot (\epsilon_r \nabla \Phi) = -\frac{\rho_c}{\epsilon_0} \quad (2.23)$$

Dans la relation (2.23), ρ_c est la densité nette de charge, ϵ_0 est la permittivité du vide, ϵ_r est la permittivité de fluide et Φ est le potentiel électrique. La densité (nette) de charge locale ρ_c est définie par la différence entre le nombre de densité des ions (positifs) n_i et le nombre de densité des électrons n_e . En supposant une distribution de Boltzmann pour les ions et les électrons et une solution à faible potentiel, la densité de charge est donnée par l'équation (2.24), où λ_D est la longueur de Debye (voir Annexe B.1 pour plus d'explication sur la longueur de Debye).

$$\rho_c = -\frac{\epsilon_0}{\lambda_D^2} \Phi \quad (2.24)$$

Dans Orlov *et al.* [35-37], le modèle électrostatique a été augmenté avec un modèle à circuit dont une vue schématique générale est illustrée à la Figure 2.2. Le circuit proposé par Orlov *et al.* [35-37] est basé sur l'idée de Enloe *et al.* [46], qu'un actionneur de type DBD peut être modélisé comme une capacitance. Le modèle à circuit est utilisé pour calculer la distribution de la tension au-dessus du diélectrique comme une condition limite pour résoudre l'équation de Poisson. Puisque l'actionneur est essentiellement constitué de deux électrodes séparées par de l'air et un matériel diélectrique [37], il est modélisé comme une capacitance et le comportement de l'actionneur est essentiellement gouverné par la charge électrique déposée au-dessus de la surface diélectrique [35]. Toutefois, ce modèle nécessite une calibration pour déterminer la valeur de la longueur de Debye λ_D et des différentes composantes du circuit électrique. En dépit de ces limitations, ce modèle a été utilisé dans de nombreuses applications comme la modélisation de la séparation du bord d'attaque [36], l'optimisation du design pour le contrôle actif de l'écoulement [107] et pour la simulation d'un modèle réduit [108]. Une présentation plus détaillée du modèle d'Orlov *et al.* est disponible en Annexe A.

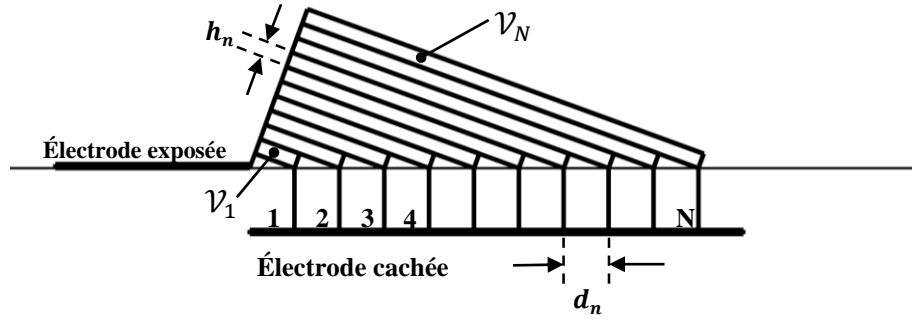


Figure 2.2 – Schéma général du modèle à circuit électrique avec éléments groupés.

Modèle de Suzen *et al.*

Suzen *et al.* [32-34] ont développé un modèle à deux potentiels pour calculer la force d'actionnement. Ces derniers affirment que puisque l'air est faiblement ionisé, le potentiel électrique totale Φ est composé du potentiel ϕ dû au champ électrique externe et du potentiel de perturbation φ dû au plasma. Le potentiel total est donc donné par la relation (2.25).

$$\Phi = \phi + \varphi \quad (2.25)$$

Similairement à Orlov *et al.* [35, 37], Suzen *et al.* [32-34] ont supposé une distribution de Boltzmann pour les ions et les électrons et une solution à faible potentiel. Dans ce cas, la densité de charge ρ_c est reliée au potentiel dû au plasma φ au lieu du potentiel total, tel qu'indiqué par la relation (2.26).

$$\frac{\rho_c}{\epsilon_0} = -\frac{\varphi}{\lambda_D^2} \quad (2.26)$$

Ainsi, la densité de charge est obtenue par l'équation (2.27).

$$\nabla \cdot (\epsilon_r \nabla \rho_c) = \frac{\rho_c}{\lambda_D^2} \quad (2.27)$$

Alors que le potentiel dû aux électrodes est donné par l'équation (2.28).

$$\nabla \cdot (\epsilon_r \nabla \phi) = 0 \quad (2.28)$$

Ainsi, le modèle de Suzen *et al.* [32-34] modélise la physique du plasma par deux équations potentielles, une pour le champ électrique généré par les électrodes et une pour la densité de charge. L'idée derrière ce modèle à deux potentiels [32] est que les expériences montrent [87] que la force d'actionnement serait toujours dans la même direction, et ce, indépendamment de la polarité de la tension appliquée sur l'électrode exposée. La décomposition du potentiel en deux parties permet de synchroniser la densité de charge de sorte à ce que la force obtenue soit toujours dans la même direction. Suzen *et al.* [33] ont supposé une distribution gaussienne $G(x)$, modulée par la variation temporelle de la tension $f(t)$, comme condition limite (à la surface du diélectrique au-dessus de l'électrode cachée) pour les particules chargées, tel qu'indiqué par la relation (2.29).

$$\rho_{c,w} = \rho_c^{max} G(x) f(t) \quad (2.29)$$

Toutefois, le modèle de Suzen *et al.* [32-34] nécessite une calibration pour déterminer la valeur de la densité de charge maximale ρ_c^{max} , la longueur de Debye λ_D et pour l'écart type de la fonction gaussienne $G(x)$. Suzen *et al.* [32, 33] ont obtenu des résultats qualitatifs au niveau des lignes de courant proches de l'électrode exposée pour un cas de test unique constitué d'un actionneur sur une plaque plane. Ainsi la validation du modèle est limitée à une preuve de concept. Les lignes de courant expérimentales sur une plaque plane ont été obtenues par mesures PIV [14].

Une approche alternative [34] est de faire l'hypothèse que la densité de charge à la surface du diélectrique est simplement gouvernée par la relation (2.30).

$$\rho_{c,w} = \rho_c^{max} f(t) \quad (2.30)$$

Cette approche voit essentiellement l'électrode cachée comme une source pour la densité de charge synchronisée avec la variation temporelle de la tension appliquée $f(t)$ sur l'électrode exposée. Cela signifie que $\rho_{c,w}$ est positive lorsque \vec{E} est positive et que $\rho_{c,w}$ est négative lorsque \vec{E} est négative. Cette alternative a été calibrée empiriquement et permet de reproduire qualitativement les lignes de courant proches de l'électrode exposée pour le même cas de test mentionné précédemment, bien que des différences notables sont observées comparativement à l'implémentation originale.

Étonnamment, des différences notables sont observées entre des simulations numériques réalisées pour ce cas de test avec un code pour maillages structurés (GHOST) et un code pour maillages

non-structurés (UNCLE) [109]. De plus, le modèle de Suzen *et al.* [32-34] implémenté dans UNCLE ne reproduit pas totalement le profil de vitesse expérimental au-dessus du diélectrique. Les caractéristiques générales sont reproduites, mais les détails du profil de vitesse ont des différences significatives [109]. En dépit de ces faiblesses, le modèle de Suzen *et al.* [32-34] a été utilisé pour différentes applications comme la simulation du contrôle du décollement de la couche limite [32], l'investigation numérique des caractéristiques électromagnétiques d'un actionneur de type DBD [110], la modélisation de l'effet Coanda pour un nouveau système de propulsion [111], l'investigation de l'effet de l'actionneur sur le décrochage [112] et dans divers autres simulations [113-126].

Autres modèles

De nombreux autres modèles empruntant des éléments d'Orlov *et al.* [35-37] et de Suzen *et al.* [32-34] ont été développés par différents auteurs. Par exemple, Mertz et Corke [76] ont développé un modèle basé sur la philosophie de Orlov *et al.* Ce modèle reprend le modèle à circuits d'Orlov *et al.*, mais en utilisant différentes conditions limites pour la résolution de l'équation de Poisson [78, 99]. La plupart des conditions limites étudiées furent non-conclusives et seulement une option fut jugée acceptable [99]. Même si Mertz et Corke [76] affirment avoir reproduit la loi de puissance de l'actionneur plasma, la force obtenue ne semble pas être dans la bonne direction. Également, Valerioti [52] et Valerioti et Corke [51] ont expérimentalement investigué l'effet de la pression sur les paramètres du modèle à circuit d'Orlov *et al.* [35-37] et Lemire et Vo [38-40] ont développé un modèle hybride combinant des éléments d'Orlov *et al.* et de Suzen *et al.* Ce modèle hybride fut notamment utilisé dans l'investigation numérique de la réduction du bruit tonal [38] et du contrôle de la transition laminaire-turbulent [127] par des actionneurs à plasma.

Bouchmal [100] a investigué le modèle de Suzen *et al.* en utilisant différentes distributions de densité de charge comme condition limite au-dessus du diélectrique. Ibrahim et Stoke [101] ont développé une version modifiée du modèle de Suzen *et al.* avec une distribution de densité de charge de type Fokker-Planck. Ce modèle a été utilisé pour des simulations d'un jet synthétique [42] et dans la simulation des écoulements en conduite [43]. Ahmadi *et al.* [102] ont développé un modèle similaire à celui de Suzen *et al.* dans leur étude de la vorticité créée par un actionneur plasma DBD et Nelson *et al.* [105] ont réalisé des simulation sur un profil d'aile NACA0015 avec un modèle à un potentiel. Dernièrement, Thompson et Moeller [103] and Thompson *et al.* [128] ont

développé un modèle similaire à celui de Suzen *et al.* et Underwood *et al.* [129] ont développé un modèle à circuit pour une décharge à pulsion nanoseconde.

2.3.2 Analyse critique des modèles phénoménologiques

En dépit de leur grande popularité, les modèles phénoménologiques présentent certaines lacunes au niveau théorique limitant leur potentiel. En effet, une analyse critique de ces modèles révèle que ces derniers ne respectent pas certains principes physiques et ont recours à certaines hypothèses inappropriées. Par ailleurs, la plus grande faiblesse des modèles phénoménologiques pour actionneurs DBD est que ces derniers n'arrivent pas à reproduire l'ordre de grandeur de la force d'actionnement sans calibration artificielle pour chaque cas spécifique. Ce défaut limite l'utilité de ces modèles pour prédire l'effet de divers paramètres sur la force d'actionnement. En conséquence, cette sous-section présente d'abord une analyse critique des modèles d'Orlov *et al.* [35-37], de Suzen *et al.* [32-34] et de Lemire et Vo [38-40]. Ensuite, une critique générale des modèles phénoménologiques est présentée.

Analyse critique du modèle d'Orlov *et al.*

La principale originalité du modèle d'Orlov *et al.* [35-37] est le recourt à un circuit électrique pour modéliser le plasma et déterminer la tension au-dessus du diélectrique (voir Annexe A pour plus de détails sur le modèle à circuits). Une des faiblesses apparentes d'un tel modèle est la nécessité de calibrer la valeur de la résistivité de l'air ρ_a et de la tension critique $V_{breakdown}$. Cette tension critique est le seuil minimal pour que l'air devienne conducteur et qu'une décharge soit initiée. Pour un milieu isotrope, la conductivité σ permet de relier la densité de courant \vec{J}_c au champ électrique \vec{E} par la relation (2.31).

$$\vec{J}_c = \sigma \vec{E} \quad (2.31)$$

La densité de courant représente l'écoulement nette de charge électrique et, avec l'hypothèse de dérive-diffusion, peut être exprimée par la relation (2.32), où q_k est la charge, n_k est le nombre de densité et \vec{u}_k est la vitesse de l'espèce k .

$$\vec{J}_c = \sum_k q_k n_k \vec{u}_k = \sum_k (|q_k| \mu_k n_k \vec{E} - q_k D_k \nabla n_k) \quad (2.32)$$

Les paramètres μ_k et D_k sont respectivement la mobilité et le coefficient de diffusion de l'espèce chargée k . Ainsi, la détermination de la conductivité requiert de connaître la mobilité μ_k , le coefficient de diffusion D_k et le nombre de densité n_k des différentes espèces chargées k constituant le plasma. En effet, la détermination de la résistivité (ou de son corollaire la conductivité) d'un plasma hors-équilibre thermodynamique est très complexe puisque cette dernière ne peut pas être uniquement déterminée par la température et la pression (ou densité) du milieu environnant. Cela suggère qu'une calibration artificielle est nécessaire pour chaque cas étudiée (tension appliquée, géométrie de l'actionneur, conditions d'opération, etc.), limitant l'intérêt du modèle à circuit pour prédire l'influence de divers paramètres sur la force d'actionnement. Également, la valeur de la conductivité n'est pas nécessairement homogène et constante dans toute la région couverte par le circuit électrique. De plus, le modèle à circuit présente des problèmes de stabilité et peut produire des pics de courant non-physiques. Une discussion détaillée de ce phénomène est offerte dans l'Annexe B.5 pour le lecteur intéressé.

Par ailleurs, dans le domaine des hautes tensions, la courbe de Paschen est utilisée pour déterminer la valeur de la tension seuil pour une décharge 1D pour un gaz donné. La courbe de Paschen peut être exprimée par la relation semi-empirique (2.33) [130].

$$V_{breakdown} = \frac{B(pd)}{\ln\left(\frac{A(pd)}{\ln(1 + 1/\gamma)}\right)} \quad (2.33)$$

, où A et B sont des coefficients expérimentaux, γ est le coefficient secondaire d'émission d'électrons et pd est le paramètre représentant le produit de la pression avec la distance de l'écart entre les électrodes. Une alternative à la relation (2.33) est donnée par la relation (2.34) [130].

$$V_{breakdown} = \left(\frac{E}{p}\right)_c pd + \sqrt{\frac{K}{C}} pd \quad (2.34)$$

, où K et C sont des coefficients empiriques et E est le champ électrique. Les effets des conditions atmosphériques ambiantes peuvent être pris en compte par l'introduction d'un facteur de correction δ_c . Un exemple typique de la courbe de Paschen pour une décharge dans l'air est illustré à la Figure 2.3.

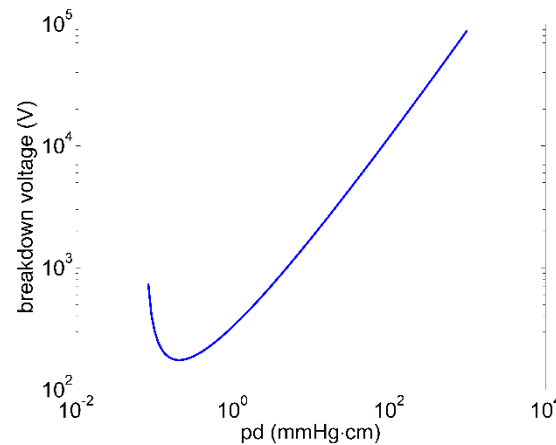


Figure 2.3 – Courbe de Paschen représentant la tension seuil en fonction du produit pression-distance pd .

Toutefois, aucune valeur de la tension seuil $V_{breakdown}$ n'est indiquée par Orlov *et al.* dans [35-37], mais une tension critique de 2kV a été utilisée dans un modèle précédent [37]. Cette valeur, arbitraire, et les problèmes d'instabilité du modèle à circuit empêchent l'utilisation de la corrélation semi-empirique de la courbe de Paschen, considérée au cours de ce mémoire, pour déterminer la valeur de la tension seuil au niveau de chaque sous-circuit électrique et ainsi généraliser le modèle pour différentes conditions de pression et de température. Ainsi, l'incorporation des effets de la pression et de la température dans le modèle à circuit semble problématique.

De plus, les résultats présentés par Orlov *et al.* [35-37] montrent également une erreur d'implémentation (voir Annexe B.6 pour une description détaillée). Néanmoins, le point le plus important avec le modèle à circuit est qu'il est basé sur une physique inconsistante. En effet, les équations régissant la physique d'un circuit électrique, comme les lois de Kirchhoff, sont une simplification des équations de Maxwell et ne fournissent aucune physique additionnelle (voir Annexe B.7 pour une description détaillée). Il n'est donc pas consistant de déterminer la distribution de tension en utilisant les simplifications reliées à un modèle à circuit pour ensuite réinjecter le résultat obtenu dans l'équation générale de Poisson comme une condition frontière.

Analyse critique du modèle de Suzen *et al.*

La particularité du modèle de Suzen *et al.* [32-34] est le recours à deux fonctions potentielles ϕ et φ pour la résolution du champ électrique. Précédemment, Aboelkassem [131] a appliqué un modèle à deux potentiels presque identique à celui de Suzen *et al.* [32-34] pour la simulation d'un écoulement électroosmotique dans les limites d'un écoulement de Stokes dans le but de considérer la force électro-hydrodynamique agissant sur les ions de la solution électrolytique. Les effets de la force électro-hydrodynamique sont considérés en ajoutant un terme source dans les équations de Navier-Stokes. En effet, considérant l'inertie négligeable d'un écoulement de Stokes, il a été supposé que la redistribution de la charge n'est pas affectée par l'écoulement induit. Ainsi, utiliser un modèle quasi-identique et les mêmes hypothèses pour étudier l'effet du plasma à haut nombre de Reynolds n'est pas justifié.

Par ailleurs, Bouchmal [100] a démontré que la force d'actionnement et la distribution du courant obtenues par le modèle de Suzen *et al.* [32-34] n'étaient pas précises et qu'une calibration était nécessaire pour chaque configuration. Des résultats raisonnables peuvent seulement être obtenus que par une calibration pour chaque configuration et seulement pour la force moyenne temporelle. Ainsi, le modèle de Suzen *et al.* [32-34] ne peut pas être utilisé pour des simulations d'écoulements instationnaires comme l'annulation des ondes de Tollmien-Schlichting [100]. Bouchmal [100] a également soulevé que l'hypothèse d'un faible potentiel était questionable.

Analyse critique modèle de Lemire et Vo

Le modèle de Lemire et Vo [38-40] est un modèle hybride entre celui de Orlov *et al.* [35-37] et de Suzen *et al.* [32-34]. Par ce fait même, ce modèle emprunte les éléments défectueux des deux modèles précédents. En effet, le modèle de Lemire et Vo [38-40] reprend le modèle à circuit de Orlov *et al.* [35-37], dont l'inconsistance physique est démontrée en détail à l'Annexe B.7, et l'approche à deux potentiels de Suzen *et al.* [32-34]. De plus, ce modèle introduit une inconsistance supplémentaire en calibrant la densité de charge ρ_c avec un paramètre purement numérique à savoir le pas de temps Δt d'intégration, tel qu'illustré par la relation (2.35).

$$\rho_c = \frac{I_{pn}\Delta t}{\mathcal{V}_n} \quad (2.35)$$

Où \mathcal{V}_n est le volume du sous-circuit n . Par ailleurs, le modèle de Lemire et Vo [38-40] contient la même erreur d'implémentation que dans le modèle originale d'Orlov *et al.* [35-37] et est également sujet aux mêmes problèmes d'instabilités de courant.

Critique générale des modèles phénoménologiques

Les modèles phénoménologiques existants héritent des faiblesses des modèles initiaux de Suzen *et al.* [32-34] et d'Orlov *et al.* [35-37]. Notamment, ces deux modèles supposent une distribution de Boltzmann pour la distribution de charge. Or, cette distribution est seulement valide pour un plasma en équilibre thermodynamique et en négligeant le terme collisionnel (voir Annexe B.2 pour plus d'explications sur la distribution de Boltzmann). Ainsi, une distribution de Boltzmann n'est, à priori, pas valable pour un plasma hors équilibre thermodynamique, faiblement ionisé et fortement collisionnel qui est caractéristique des actionneurs de type DBD. De plus, la distribution de Boltzmann a été linéarisée par Suzen *et al.* [32-34] et Orlov *et al.* [35-37] alors que le potentiel maximal pour qu'une solution à faible potentiel soit admissible est de 25mV (voir Annexe B.3 pour une discussion détaillée sur la solution à faible potentiel). Or, la tension appliquée dans le cas des actionneurs de type DBD est de l'ordre de plusieurs kV faisant en sorte que l'hypothèse d'une solution à faible potentiel soit discutable.

Par ailleurs, Suzen *et al.* [32-34] et Orlov *et al.* [35-37] ont introduit la longueur de Debye λ_D comme paramètre dans leur modèle. Or, la longueur de Debye est seulement un indicatif de l'ordre de grandeur à travers laquelle une séparation notable de charge puisse exister. En fait, le concept de longueur de Debye a ses origines dans la théorie des électrolytes et dans l'étude de la double couche (voir Annexe B.1 pour de détails sur la longueur de Debye). L'intérêt de la longueur de Debye est notamment de déterminer si un plasma peut être considéré comme quasi-neutre. Un plasma est considéré comme quasi-neutre lorsque la grandeur caractéristique est beaucoup plus grande que la longueur de Debye de sorte que toute inhomogénéité locale de charge soit rapidement écrantée. L'utilisation de ce paramètre pour corréler la distribution de la densité de charge est toutefois plus problématique.

Également, la forme des équations gouvernant la physique des plasmas introduites par Suzen *et al.* [32-34] et Orlov *et al.* [35-37] est fortement similaire à l'équation linéarisée de Poisson-Boltzmann utilisée dans l'étude des liquides électrolytiques (voir Annexe B.4 pour plus de détails sur l'équation de Poisson-Boltzmann). Or, l'équation linéarisée de Poisson-Boltzmann est seulement

valable dans les limites d'un écoulement de Stokes, à de très faibles Reynolds, et utiliser les mêmes hypothèses et la même équation pour caractériser un écoulement à haut nombre de Reynolds pour des applications aéronautiques est discutable.

Finalement, en négligeant le terme collisionnel, le principal mécanisme de génération du vent ionique d'un actionneur DBD est éliminé. En effet, dans un plasma faiblement ionisé à pression atmosphérique, l'écoulement de fluide neutre est accéléré par les collisions avec les espèces chargées accélérées par le champ électrique. Ainsi, le terme collisionnel est un élément essentiel dans la modélisation de la force d'actionnement et peut être difficilement négligé, et ce, particulièrement lorsque le but recherché est de prédire l'effet de l'actionneur sur l'écoulement de l'air. Ce terme collisionnel est notamment pris en compte dans les modèles scientifiques (voir Annexe D.1 et Annexe D.2 pour plus de détails) et la distribution de Boltzmann est obtenue lorsque les forces collisionnelles sont supposées nulles (voir Annexe D.2).

En raison de leurs défauts, les modèles phénoménologiques ne peuvent pas être utilisés pour prédire l'effet de divers paramètres sur la force d'actionnement et ne peuvent être utilisés pour optimiser l'actionneur. En effet, ces modèles peuvent seulement servir comme outil grossier d'ingénierie pour obtenir, par calibration artificielle, une distribution de force d'actionnement hypothétique lorsque la force horizontale totale est préalablement connue. Les équations obtenues par Orlov *et al.* [35-37] et Suzen *et al.* [32-34] ne peuvent pas être justifiées en invoquant une distribution de Boltzmann et une solution à faible potentiel. La distribution de charge peut, au plus, être reliée au potentiel électrique en invoquant un argument heuristique simple, notamment en supposant que la densité de charge est proportionnelle à l'intensité du potentiel électrique, tel qu'illustré par la relation (2.36).

$$\rho_c \sim k\phi \quad (2.36)$$

Puisque les processus d'ionisation dépendent notamment de la force du champ électrique, une alternative considérée au cours de la rédaction de ce mémoire est de corrélérer la densité de charge avec la magnitude du champ électrique $|\vec{E}|$, tel qu'illustré par la relation (2.37), ou par la composante en x du champ électrique E_x , tel qu'illustré par la relation (2.38).

$$\rho_c \sim k|\vec{E}| \quad (2.37)$$

$$\rho_c \sim k E_x \quad (2.38)$$

Toutefois, les résultats obtenus ne furent pas satisfaisants. En effet, déterminer une corrélation empirique générale qui permettrait de prédire une distribution spatiale de force d'actionnement instationnaire (à chaque pas de temps) pour différentes configurations et différentes conditions d'opération (tension appliquée et conditions atmosphériques) reste très difficile. Une dernière alternative serait de supposer une distribution de charge hypothétique tel qu'indiqué par la relation (2.39) .

$$\rho_c \sim f(x, y) \quad (2.39)$$

Cette approche reprend l'idée d'une distribution surfacique de Suzen *et al.* [32-34] et la généralise en une distribution spatiale, mais évite le recours à une relation erronée entre la distribution de charge et le potentiel électrique. L'idée de modéliser la distribution de charge est qu'il serait plus facile de calibrer (à l'aide d'expériences) directement la distribution d'une quantité scalaire plutôt que celle d'une quantité vectorielle et de calculer par la suite la distribution du potentiel électrique de manière consistante. Toutefois, déterminer la fonction $f(x, y)$ demeure très complexe et difficile sans calibration artificielle pour chaque cas spécifique, et ce, particulièrement lorsqu'une force instationnaire est recherchée.

Ainsi, un point important à mentionner est qu'il n'est peut-être pas possible de développer des modèles phénoménologiques simples permettant de considérer correctement la physique de l'écoulement. En effet, en considérant la tension impliquée dans les actionneurs de type DBD, une solution simple, linéarisée, à faible potentiel, n'est pas possible. De plus, l'impossibilité d'utiliser une expression linéaire pour la distribution de la densité de charge complexifie significativement la modélisation de l'écoulement.

Considérant la popularité des modèles phénoménologiques et le grand nombre de simulations numériques réalisées, il est légitime de questionner leur validité. La validité des simulations utilisant une distribution de force obtenue à partir de ces modèles phénoménologiques peut être encore acceptable si le comportement de l'écoulement n'est pas très sensible à l'exactitude de la distribution de la force. Toutefois, les distributions de force obtenues devraient être utilisées avec précaution pour des écoulements dont les inexactitudes locale et temporelle peuvent

significativement impacter l'écoulement, comme c'est le cas proche du point de séparation ou de transition d'une couche limite. Ainsi, la force d'actionnement obtenue à partir de ces modèles devrait seulement être utilisée pour des écoulements complètement attachés ou loin du point de transition ou de séparation. De plus, les limitations des modèles phénoménologiques pour actionneurs de type DBD réduisent significativement la possibilité de les utiliser pour des études paramétriques pour déterminer la configuration optimale et prédire l'effet de la pression, température et humidité.

2.4 Modèles scientifiques pour actionneurs DBD

Les lacunes théoriques et les faiblesses des modèles phénoménologiques d'actionneur DBD font en sorte qu'il est nécessaire de considérer les modèles scientifiques lorsque le but recherché est de prédire l'effet de la vitesse d'écoulement du fluide neutre, de la pression, de la température et de l'humidité atmosphérique sur la force d'actionnement. Une approche utilisée est la simulation PIC (*Particle-in-Cell*) [81, 82, 84, 132-136]. Cette méthode consiste essentiellement à calculer la trajectoire lagrangienne des particules chargées dans un champ électromagnétique. Toutefois, ces simulations demeurent très limitées. Une approche alternative est le recourt à un modèle de type dérive-diffusion pour la modélisation de la force d'actionnement. En effet, divers modèles de ce type [137-164] ont été développés pour prédire la force d'actionnement. Dans cette perspective, une description des modèles de type dérive-diffusion est offerte dans cette section.

2.4.1 Description des modèles de type dérive-diffusion

Une approche populaire pour modéliser une décharge plasma est le modèle de type dérive-diffusion. Cette approche a été précédemment utilisée pour simuler les décharges d'écran à plasmas [165-168]. Pour des applications reliées aux actionneurs de type DBD, plusieurs modèles de type dérive-diffusion ont été développés, notamment par Boeuf *et al.* [137-142], Likhanskii *et al.* [143-148], Roy *et al.* [149-157], Jayaraman *et al.* [158-160] et Shang *et al.* [161-164].

De façon générale, un modèle de type dérive-diffusion consiste essentiellement à résoudre l'équation de continuité (2.40) pour chaque espèce chargée k avec une approximation pour modéliser l'équation de quantité de mouvement. Cette dernière est réduite à une équation de flux, dont la forme générale est donnée par la relation (2.41). La dérivation du modèle de type dérive-diffusion est présentée à l'Annexe D.1.

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{F}_k = G_k - L_k \quad (2.40)$$

$$\vec{F}_k = \text{sign}(q_k) \mu_k n_k \vec{E} - D_k \nabla n_k - D_k n_k \frac{\nabla T_k}{T_k} + \vec{u} n_k \quad (2.41)$$

Dans les équations (2.40) et (2.41), q_k , μ_k , D_k , n_k et T_k sont respectivement la charge, la mobilité⁶, le coefficient de diffusion, le nombre de densité et la température de l'espèce chargée k . Les termes G_k et L_k dans l'équation de continuité représentent respectivement le taux de création et de destruction de l'espèce chargée k par des réactions chimiques. Avec le modèle de type dérive-diffusion, une approximation du champ local ou LFA (*Local Field Approximation*) est généralement utilisée pour déterminer les coefficients de transport des électrons et les coefficients d'ionisation et d'attachement. Cette approximation suppose que les coefficients de transport des électrons et que les coefficients d'ionisation et d'attachement sont uniquement fonction du champ électrique instantané local réduit $E(\vec{r}, t)/N$ [62], N étant le nombre de densité du gaz neutre.

La forme générale de la force d'actionnement \vec{f}_b est donnée par la relation (2.42), où k_B est la constante de Boltzmann. La dérivation de cette relation est offerte à l'Annexe D.2.

$$\vec{f}_b = \sum_k q_k n_k \vec{E} - \sum_k k_B T_k \nabla n_k - \sum_k k_B n_k \nabla T_k \quad (2.42)$$

Les modèles existants de type dérive-diffusion diffèrent l'un de l'autre essentiellement par le nombre d'espèces et la chimie considérés. Le Tableau 2.2 liste les principaux modèles de type-dérive diffusion. Une brève description de ces modèles est maintenant présentée.

⁶ La mobilité mesure la capacité d'une espèce chargée à se déplacer dans un milieu en réponse à un champ électrique.

Tableau 2.2: Modèles de dérive-diffusion d'actionneurs de type décharges à barrière diélectrique

Modèle	Année	Nombre d'espèces	Gaz
Roy <i>et al.</i> [149-152]	2004	3	Hélium
Boeuf <i>et al.</i> [137, 138]	2005	3	Azote
Likhanskii <i>et al.</i> [143-148]	2006	4	Air
Roy <i>et al.</i> [153-155]	2006	8	Oxygène, Azote
Jayaraman <i>et al.</i> [158-160]	2007	3	Hélium
Boeuf <i>et al.</i> [139-142]	2008	4	Air
Shang <i>et al.</i> [161-164]	2008	3	Air ou Azote

Modèles de Boeuf *et al.* 2005 et 2008

Boeuf *et al.* [137, 138] ont initialement développé un modèle à trois espèces (électrons, ions positifs et éléments neutres) dans une atmosphère d'azote (modèle de Boeuf *et al.* 2005). Des simulations ont été réalisées pour une tension appliquée impulsive [137], en forme de rampe [138] et de forme sinusoïdale [138]. Ce modèle a été par la suite amélioré [139-142] (modèle de Boeuf *et al.* 2008) en considérant quatre espèces chimiques (électrons, ions positifs, ions négatifs et éléments neutres). Les équations de continuité pour les espèces chargées sont données par les équations (2.43) à (2.45), où n_e , n_p et n_n sont le nombre de densité des électrons, des ions positifs et des ions négatifs.

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_e = (\alpha - \eta)|\vec{\Gamma}_e| - \beta_{ep}n_en_p \quad (2.43)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_p = \alpha|\vec{\Gamma}_e| - \beta_{ep}n_en_p - \beta_{np}n_n n_p \quad (2.44)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_n = \eta\Gamma_e - \beta_{np}n_n n_p \quad (2.45)$$

Similairement, $\vec{\Gamma}_e$, $\vec{\Gamma}_p$ et $\vec{\Gamma}_n$ sont le flux des électrons, des ions positifs et des ions négatifs. Les paramètres α , β_{ep} , β_{np} et η sont les coefficients d'ionisation par impact d'électrons, de recombinaison électron-ion positif, de recombinaison ion négatif-ion positif et d'attachement par électrons.

Dans Unfer et Boeuf [141, 142], le flux de chaque espèce chargée k est déterminé par une équation de dérive-diffusion considérant l'influence du champ électrique local \vec{E} , le gradient du nombre de

densité n_k et la vitesse macroscopique du fluide neutre \vec{u} , tel que montré par les relations (2.46) à (2.48).

$$\vec{\Gamma}_e = -\mu_e n_e \vec{E} - D_e \nabla n_e + n_e \vec{u} \quad (2.46)$$

$$\vec{\Gamma}_p = \mu_p n_p \vec{E} - D_p \nabla n_p + n_p \vec{u} \quad (2.47)$$

$$\vec{\Gamma}_n = -\mu_n n_n \vec{E} - D_n \nabla n_n + n_n \vec{u} \quad (2.48)$$

Il faut noter que l'effet du fluide neutre ne fut pas considéré dans les versions précédentes du modèle de Bœuf *et al.* [137-140]. Les équations de dérive-diffusion sont couplées avec l'équation de Poisson dans le but d'obtenir un champ électrique consistant. L'équation de Poisson avec une densité de charge considérant les trois espèces chargées est donnée par l'équation (2.49), dans laquelle σ_c représente la densité de charge surfacique sur le diélectrique et δ_s est la fonction de Dirac.

$$\nabla \cdot (\epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}) = e(n_p - n_e - n_n) + \sigma_c \delta_s \quad (2.49)$$

Les émissions secondaires d'électrons par le diélectrique sont considérées par la relation (2.50), où \vec{n}_\perp est le vecteur unitaire normal, perpendiculaire à la surface. Le coefficient d'émission secondaire est $\gamma = 0.05$ [137-142].

$$\vec{\Gamma}_e \cdot \vec{n}_\perp = -\gamma \vec{\Gamma}_p \cdot \vec{n}_\perp \quad (2.50)$$

Dans les dernières versions du modèle de Bœuf *et al.* [140-142], la force d'actionnement est calculée à partir du champ électrique avec un terme additionnel dû au gradient de densité (un paramètre qui ne fut pas considéré précédemment), tel que montré par la relation (2.51).

$$\vec{f}_{EHD} = e(n_p - n_e - n_n) \vec{E} - \sum_k k_B T_k \nabla n_k \quad (2.51)$$

Ce modèle fut utilisé pour des simulations avec une tension appliquée de forme pulsée [137], en rampe [138, 139] et de forme sinusoïdale [138, 140]. Les équations de continuité ont été discrétisées avec le schéma exponentiel de Scharfetter–Gummel. Les équations de continuité et

l'équation de Poisson ont été résolues par la méthode SOR (*Successive Over-Relaxation*) avec une technique semi-implicite [137-139].

Dans Unfer et Boeuf [141, 142], l'effet de la force d'actionnement a été incorporé dans les équations de Navier-Stokes compressibles tel qu'indiqué par les équations (2.52) et (2.54), où ρ est la densité de l'air, M la masse molaire moyenne de l'air, p la pression de l'air, $\bar{\tau}$ est le tenseur de stress, E_t est l'énergie spécifique totale, κ est la conductivité thermique de l'air, T est la température de l'air et P_{th} est le réchauffement (taux de transfert de chaleur) dû au plasma.

$$\frac{\partial(\rho)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = S\rho = M[-(\alpha - \eta)\Gamma_e + \beta_{ep}n_en_p + \beta_{np}n_n n_p] \quad (2.52)$$

$$\frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u} + p\mathbf{I} - \bar{\tau}) = S\rho \vec{u} + \overrightarrow{f_{EHD}} \quad (2.53)$$

$$\frac{\partial(\rho E_t)}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho E_t + p)\vec{u} - \kappa \nabla T - \bar{\tau} \cdot \vec{u}] = S\rho E_t + \overrightarrow{f_{EHD}} \cdot \vec{u} + P_{th} \quad (2.54)$$

Les résultats pour une tension appliquée de forme sinusoïdale [139, 140] avec un actionneur constitué d'une électrode cachée de 4 ou 8 mm de longueur indiquent que la force d'actionnement est pointée dans la même direction pour les deux demi-cycles supportant la description *push-push*. La description *push-push* obtenue est notamment causée par la présence d'ions négatifs dans la chimie du modèle. De plus, le modèle reproduit bien les micro-décharges observées expérimentalement tel que montré à la Figure 2.4, provenant de la référence [140]. Finalement, une étude paramétrique [140] a montré que la force totale obtenue pour une tension sinusoïdale se compare bien avec les observations expérimentales pour différentes amplitudes et fréquences.

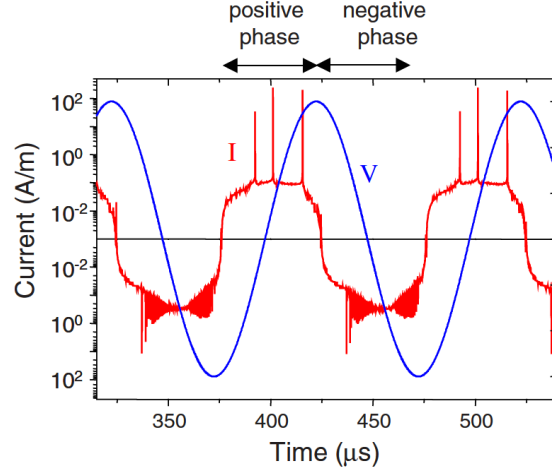


Figure 2.4 – Courant en fonction du temps calculé numériquement pour une tension appliquée de forme sinusoïdale. Reproduit à partir de la référence [140], avec permission de AIP Publishing.

Modèle de Likhanskii *et al.*

Likhanskii *et al.* [143-148] ont développé un modèle considérant quatre espèces (électrons, ions positifs, ions négatifs et neutres) et cinq réactions chimiques (ionisation, recombinaison ion-électron, recombinaison ion-ion, attachement d'électron et détachement d'électron). Les équations de continuité pour les espèces chargées sont données par les équations (2.55) à (2.57).

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_e = \alpha |\vec{\Gamma}_e| - \beta_{ep} n_e n_p + \eta_d n n_n - \eta n_e \quad (2.55)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_p = \alpha |\vec{\Gamma}_e| - \beta_{ep} n_e n_p - \beta_{np} n_n n_p \quad (2.56)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_n = -\beta_{np} n_n n_p - \eta_d n n_n + \eta n_e \quad (2.57)$$

, où α , β_{ep} , β_{np} , η , η_d sont respectivement les coefficients pour les réactions d'ionisation par impact d'électron, de recombinaison électron-ion positif, de recombinaison ion négatif-ion positif, d'attachement par électron et de détachement par électron [144-147]. Les coefficients α , β_{ep} , β_{np} , η et η_d sont considérés comme étant fonction de $E(\vec{r}, t)/N$, où $E(\vec{r}, t)$ étant le champ électrique local et N étant le nombre de densité du gaz. La température des ions est supposée égale à la température ambiante. La photo-ionisation a été prise en compte dans la référence [148]. Le flux

de chaque espèce chargée est déterminé par les équations de dérive-diffusion données par (2.58) à (2.60).

$$\vec{\Gamma}_e = -\mu_e n_e \vec{E} - D_e \nabla n_e - D_e n_e \frac{\nabla T_e}{T_e} \quad (2.58)$$

$$\vec{\Gamma}_p = \mu_p n_p \vec{E} - D_p \nabla n_p \quad (2.59)$$

$$\vec{\Gamma}_n = -\mu_n n_n \vec{E} - D_n \nabla n_n \quad (2.60)$$

Les émissions d'électrons secondaires par le diélectrique et l'électrode sont modélisées par les relations (2.61) et (2.62).

$$\Gamma_{e\perp} = -\gamma_d \Gamma_{p\perp} \quad si \quad E_\perp < 0 \quad (2.61)$$

$$\Gamma_{e\perp} = -\gamma_e \Gamma_{p\perp} \quad si \quad E_\perp < 0 \quad (2.62)$$

Avec un coefficient d'émission secondaire de $\gamma_e = 0.1$ et $\gamma_d = 0.01$. La force d'actionnement est déterminée par la relation (2.63).

$$\begin{aligned} \vec{f}_{EHD} = & e(n_p - n_e - n_n) \vec{E} + \left(m_e \mu_e \frac{dn_e}{dt} - m_p \mu_p \frac{dn_p}{dt} + m_n \mu_n \frac{dn_n}{dt} \right) \vec{E} \\ & - \nabla (n_e k_B T_e + n_p k_B T_p + n_n k_B T_n) \end{aligned} \quad (2.63)$$

Initialement, la méthode SOR (*Successive Over-Relaxation*) a été utilisée pour résoudre l'équation de Poisson avec le schéma de MacCormack pour discrétiser les équations de transport du plasma [143-145, 147]. Avec cette méthode, seules des simulations avec de faibles tensions appliquées (2 kV) ont été réalisées [143-145]. La méthode FCT (*Flux-Corrected Transport*) fut par la suite ajoutée au schéma de MacCormack pour résoudre les problèmes d'instabilités et permettre de réaliser des simulations avec une tension de type nanoseconde pulsé (courte impulsion de tension) [144, 145]. Finalement, le schéma de Scharfetter-Gummel fut utilisé pour la discrétisation des équations de transport parce que cette méthode est plus apte à résoudre des cas avec une haute tension [146-148]. En raison des limitations de la puissance de calcul, les simulations ont été réalisées avec une tension appliquée jusqu'à seulement 3-4 kV pour un actionneur de taille réduite avec une électrode exposée de 0.2mm et une électrode cachée de 0.4mm de long [147]. Le modèle

de Likhanskii *et al.* a été utilisé pour le calcul de la force d'actionnement avec un actionneur de type DBD pour une tension de type nanoseconde pulsé [143-146] et pour une tension appliquée de forme sinusoïdale [143, 147, 148]. La force d'actionnement obtenue pour une tension appliquée de forme sinusoïdale pour un actionneur de taille réduite est orientée dans des directions opposées pour les deux demi-cycles [143, 147] supportant ainsi la description *pull-PUSH*. Toutefois, la description *push-push* fut observée lorsque des simulations ont été réalisées avec un actionneur plus grand, de taille plus réaliste [143, 147]. Ces résultats montrent que la modélisation d'un actionneur de taille réaliste et la chimie des ions négatifs sont essentielles pour obtenir la description *push-push*.

Modèles de Roy *et al.* 2004 et 2006

Roy et Gaitonde [149-151] et Singh et Roy [152] ont initialement développé un modèle de type dérive-diffusion simple consistant de trois espèces (électrons, ions positifs et neutres) pour un actionneur DBD opérant dans l'hélium à pression atmosphérique (modèle Roy *et al.* 2004). Ce modèle a été par la suite amélioré [153-155] en considérant une chimie plus complexe dans de l'air (modèle de Roy *et al.* 2006). Ce dernier modèle considère la chimie de l'azote et de l'oxygène avec huit espèces ($N_2, N, N_2^+, O_2, O, O_2^+, O^-, e$) et des réactions chimiques qui incluent des réactions d'ionisation, de dissociation et de recombinaison. Les espèces chimiques avec un haut taux de recombinaison (ex : N_4^+ et O_4^+) ont été négligées. Les équations de continuité pour chacune des espèces du modèle sont données par les équations (2.64) à (2.71). Il faut noter que certaines erreurs typographiques présentes dans [153-155] et qui affectent la production d'électrons ont été corrigées dans le présent mémoire. Également, la réaction $O + O^- \rightarrow O_2 + e$ indiquée par les auteurs [153-155] a été corrigée par la réaction $e + O_2^+ \rightarrow O_2$.

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \overrightarrow{\Gamma_e} = k_1 n_e n_{N_2} - k_3 n_e n_{N_2^+} + (k_4 - k_6) n_e n_{O_2} - k_8 n_e n_{O_2^+} \quad (2.64)$$

$$\frac{\partial n_{N_2}}{\partial t} + \nabla \cdot \overrightarrow{\Gamma_{N_2}} = -k_1 n_e n_{N_2} - k_2 n_e n_{N_2} + k_3 n_e n_{N_2^+} \quad (2.65)$$

$$\frac{\partial n_N}{\partial t} + \nabla \cdot \overrightarrow{\Gamma_N} = 2k_2 n_e n_{N_2} \quad (2.66)$$

$$\frac{\partial n_{N_2^+}}{\partial t} + \nabla \cdot \overrightarrow{\Gamma_{N_2^+}} = k_1 n_e n_{N_2} - k_3 n_e n_{N_2^+} \quad (2.67)$$

$$\frac{\partial n_{O_2}}{\partial t} + \nabla \cdot \overrightarrow{\Gamma_{O_2}} = -(k_4 + k_5 + k_6) n_e n_{O_2} + k_7 n_{O^-} n_{O_2^+} + k_8 n_e n_{O_2^+} \quad (2.68)$$

$$\frac{\partial n_O}{\partial t} + \nabla \cdot \overrightarrow{\Gamma_O} = (2k_5 + k_6) n_e n_{O_2} + k_7 n_{O^-} n_{O_2^+} \quad (2.69)$$

$$\frac{\partial n_{O^-}}{\partial t} + \nabla \cdot \overrightarrow{\Gamma_{O^-}} = k_6 n_e n_{O_2} - k_7 n_{O^-} n_{O_2^+} \quad (2.70)$$

$$\frac{\partial n_{O_2^+}}{\partial t} + \nabla \cdot \overrightarrow{\Gamma_{O_2^+}} = k_4 n_e n_{O_2} - k_7 n_{O^-} n_{O_2^+} - k_8 n_e n_{O_2^+} \quad (2.71)$$

Les coefficients k_1 à k_8 représentent les coefficients des taux de réaction des différentes réactions d'ionisation, de dissociation et de recombinaison. Le flux $\overrightarrow{\Gamma_k}$ a été calculé en utilisant l'approche classique avec $\overrightarrow{\Gamma_k} = -\mu_k n_k \vec{E} - D_k \nabla n_k$ pour les espèces négatives et $\overrightarrow{\Gamma_k} = +\mu_k n_k \vec{E} - D_k \nabla n_k$ pour les espèces positives. La force électro-hydrodynamique $\overrightarrow{f_{EHD}}$ a été calculée par la relation (2.72).

$$\overrightarrow{f_{EHD}} = e(n_{N_2^+} + n_{O_2^+} - n_e - n_{O^-}) \vec{E} \quad (2.72)$$

L'actionneur considéré par Roy *et al.* [153, 154] consiste de deux électrodes de 2 mm de long avec un décalage de 2 mm et un diélectrique de 1 mm d'épaisseur. L'épaisseur des électrodes a été jugée négligeable. Plus tard, une configuration avec une électrode cachée de 10 mm a aussi été étudiée [155]. Une approche par éléments finis avec un pas de temps adaptatif a été utilisée pour résoudre les équations gouvernant la physique des plasmas [155]. Ce modèle a été utilisé pour le calcul de la force d'actionnement pour une tension appliquée de forme sinusoïdale avec une amplitude de 1.0 kV [153, 155] et de 1.5 kV [154]. Une distribution de la force d'actionnement est montrée à la référence [154] mais l'amplitude totale de la force ne fut pas mentionnée. De plus, une distribution spatiale des vecteurs de la force d'actionnement est montrée dans les références [153] et [155] mais l'amplitude totale de la force d'actionnement n'est pas indiquée. Les résultats [153, 155] montrent que la force d'actionnement alterne de direction durant un cycle A.C pour une tension appliquée de forme sinusoïdale supportant la description *pull-PUSH*.

Modèle de Jayaraman *et al.*

Jayaraman *et al.* [158-160] ont développé un modèle à trois espèces (électrons, ions positifs et éléments neutres) de type dérive-diffusion avec une chimie limitée (ionisation par électron et recombinaison ionique) pour un actionneur DBD opérant dans l'hélium à pression atmosphérique. Les équations de continuité pour les espèces chargées sont données par les équations (2.73) et (2.74), où r_i est le coefficient du taux d'ionisation.

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_e = r_i n_e - \beta_{ep} n_p n_e \quad (2.73)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_p = r_i n_e - \beta_{ep} n_p n_e \quad (2.74)$$

La forme classique de l'équation de dérive-diffusion a été utilisée pour le calcul du flux des électrons $\vec{\Gamma}_e$ et des ions positifs $\vec{\Gamma}_p$, tel indiqué par les relations (2.75) et (2.76).

$$\vec{\Gamma}_e = -\mu_e n_e \vec{E} - \nabla D_e n_e \quad (2.75)$$

$$\vec{\Gamma}_p = \mu_p n_p \vec{E} - \nabla D_p n_p \quad (2.76)$$

Un schéma prédicteur-correcteur a été utilisé pour la résolution de la chimie du plasma et pour le calcul de l'équation de Poisson. Les actionneurs considérés consistent de deux électrodes d'épaisseur négligeable de 2 mm de long avec un décalage de 2 mm et d'un diélectrique de 5mm d'épaisseur. Des simulations ont été réalisées avec une tension appliquée de types sinusoïdal, dent-de-scie positive et dent-de-scie négative [158-160]. Pour une tension appliquée de forme sinusoïdale, la composante en x de la force d'actionnement obtenue est positive durant le demi-cycle positif et est négative durant le demi-cycle négatif. Ainsi, les résultats obtenus montrent que la force d'actionnement alterne de direction durant un cycle A.C., ce qui supporte la description *pull-PUSH* [158, 160].

Modèle de Shang *et al.*

Shang *et al.* [161-164] ont développé un modèle à trois espèces (électrons, ions positifs et neutres) de type dérive-diffusion avec une chimie limitée (ionisation par électron et recombinaison ionique).

Les équations de continuité pour les espèces chargées sont données par les équations (2.77) et (2.78).

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_e = \alpha |\vec{\Gamma}_e| - \beta_{ep} n_p n_e \quad (2.77)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_p = \alpha |\vec{\Gamma}_e| - \beta_{ep} n_p n_e \quad (2.78)$$

La forme classique de l'équation de dérive-diffusion a été utilisée pour le calcul du flux des électrons $\vec{\Gamma}_e$ et des ions positifs $\vec{\Gamma}_p$, tel que indiqué par les relations (2.79) et (2.80)

$$\vec{\Gamma}_e = -\mu_e n_e \vec{E} - D_e \nabla n_e \quad (2.79)$$

$$\vec{\Gamma}_p = \mu_p n_p \vec{E} - D_p \nabla n_p \quad (2.80)$$

Un schéma de type DDADI (*Diagonally Dominant Alternating Direction Implicit*) a été utilisé pour résoudre la physique du plasma. Une innovation du modèle de Shang *et al.* [161-164] est que l'épaisseur de l'électrode a été prise en compte dans les simulations.

Dans le but de réduire le temps de calcul, seule la partie essentielle de la physique de l'actionneur a été résolue considérant que la résolution des multiples micro-décharges nécessite une très grande discrétisation spatiale et temporelle. Les résultats [162] montrent que seul l'aspect général de la décharge a été reproduit puisqu'un seul pic de courant apparaît dans les simulations obtenues à partir du modèle alors que de multiples micro-décharges sont observées expérimentalement.

Dans leur modèle, Shang *et al.* [161-164] ont seulement considéré la force électro-hydrodynamique due à la séparation de charge et au champ électrique, tel que indiqué par la relation (2.81).

$$\vec{f}_{EHD} = e(n_p - n_e) \vec{E} \quad (2.81)$$

Avec ce modèle, la force obtenue alterne de direction, supportant une description de type *pull-PUSH*.

2.4.2 Analyse comparative des modèles de type dérive-diffusion

Les modèles de type dérive-diffusion développés par Boeuf *et al.* [137-142], Likhanskii *et al.* [143-148], Roy *et al.* [149-157], Jayaraman *et al.* [158-160] et Shang *et al.* [161-164] présentent à la fois des similitudes et des différences. Toutefois, les modèles à trois espèces de Jayaraman *et al.* [158-160] et de Shang *et al.* [161-164] sont trop simplistes pour modéliser adéquatement la physique du plasma, car négligeant l'effet des ions négatifs qui ont une influence importante sur le comportement de l'actionneur plasma (voir sous-section 2.2.2). D'autant plus que l'oxygène est un gaz électronégatif ayant une bonne affinité avec les électrons et un plasma non-thermique généré dans l'air contient généralement une grande quantité d'ions négatifs [59]. Aussi, les premiers modèles de Boeuf *et al.* [137, 138] et Roy *et al.* [149-152], limités à seulement trois espèces chimiques, ne sont également pas à considérer. En contrepartie, le modèle de Roy *et al.* 2006 [153-155] présente la chimie la plus complexe en considérant jusqu'à huit espèces chimiques (dont des ions négatifs), mais dont la crédibilité des résultats est affectée par la présence d'erreurs dans les équations de continuité et le manque de validation expérimentale des résultats. En effet, malgré le fait que des distributions de force sont montrées [153-155], la force totale d'actionnement n'est pas indiquée. Par ailleurs, leurs simulations sont limitées à des très faibles tensions (1.0kV et 1.5kV).

D'un autre côté, le modèle de Boeuf *et al.* 2008 [139-142] a été utilisé pour des tensions allant jusqu'à 30 kV [140] faisant de ce modèle l'un des plus testé alors que le modèle à quatre espèces de Likhanskii *et al.* [143-148] a seulement été testée pour des tensions appliquées de quelques kV. De plus, une étude de validation a été réalisée par Nishida et Abe [169] avec le modèle de Boeuf *et al.* 2008 [139-142] en obtenant de bons résultats comparativement aux données expérimentales en termes de force totale et le modèle a été étendue pour des simulations tridimensionnelles [170]. Par ailleurs, le modèle de Boeuf *et al.* 2008 [139-142] est consistant avec le comportement *push-push* favorisé par ce mémoire. Ce comportement est privilégié pour les raisons mentionnées dans la sous-section 2.2.2. Pour ces raisons, le modèle Boeuf *et al.* 2008 [139-142] est considéré comme le meilleur des modèles de type dérive-diffusion parmi ceux existants.

Chapitre 3 MÉTHODOLOGIE

L'objectif général de ce mémoire est d'implémenter un modèle plasma pour actionneur DBD pouvant tenir compte de l'effet de divers paramètres sur la force d'actionnement et qui peut être utilisé dans un cas pratique en aéronautique. Dans cette optique, ce chapitre décrit la méthodologie utilisée pour obtenir un tel modèle qui est résumée comme suit :

- Sélection d'un modèle plasma pour actionneur DBD
- Implémentation du modèle choisi
- Vérification du modèle
- Application du modèle pour simulations CFD en aéronautique
- Améliorations du modèle

Chacune de ces étapes est décrite en détail dans les sections suivantes.

3.1 Sélection d'un modèle plasma pour actionneur DBD

Divers modèles phénoménologiques et scientifiques pour actionneurs DBD ont été développés. Toutefois, il a été démontré dans la section 2.3 que les modèles phénoménologiques présentent des déficiences majeures au niveau théorique et nécessitent d'être calibrés artificiellement pour chaque cas spécifique afin d'obtenir la force d'actionnement désirée. Alternativement, plusieurs modèles de type dérive-diffusion ont été présentés dans la section 2.4. Parmi ces derniers, le modèle de Bœuf *et al.* 2008 [139-142] fut sélectionné pour implémentation. La sélection de ce modèle est basée sur les critères suivants :

- Consistance physique
- Potentiel d'amélioration
- Validation du modèle
- Temps et ressource de calcul

Chacun de ces critères de sélection est décrit en détail dans cette présente section.

3.1.1 Consistance physique

Un modèle plasma pour actionneur DBD doit être suffisamment complexe pour être consistant avec la physique de base d'une décharge dans l'air. Tout d'abord, les données expérimentales suggèrent que la présence d'ions négatifs est essentielle à la chimie et à la physique du plasma, ainsi les modèles à trois espèces (Roy *et al.* 2004 [149-152], Boeuf *et al.* 2005 [137, 138], Jayaraman *et al.* [158-160] et Shang *et al.* [161-164]) sont considérés comme inadaptés et trop simplistes. En revanche, les modèles de Likhanskii *et al.* [143-148], de Roy *et al.* 2006 [153-155] et de Boeuf *et al.* 2008 [139-142] considèrent une chimie suffisamment complexe pour tenir compte des effets dus aux ions négatifs en raison de la présence d'oxygène dans l'air. Malgré une chimie plus complexe (8 espèces), le modèle de Roy *et al.* 2006 fut écarté en raison des incertitudes dues aux erreurs typographiques dans les références originales. Il fut jugé plus prudent de sélectionner un modèle plus simple mais jugé plus fiable. Ensuite, la génération de la chimie à partir d'un modèle de base plus simple à quatre espèces n'est pas particulièrement difficile en termes de programmation.

Par la suite, il est important que le modèle d'actionneur puisse reproduire les différentes caractéristiques physiques d'une décharge plasma dans l'air. Bien qu'encore controversée, la description *push-push* de la force d'actionnement semble être la plus consistante du point de vue physique et avec les données expérimentales (voir sous-section 2.2.2). Ainsi, il est très important qu'un modèle d'actionneur plasma puisse reproduire cette description lorsqu'il est désiré d'obtenir une distribution de force instationnaire. Dans cette perspective, le modèle de Boeuf *et al.* (2008) a pu reproduire la description *push-push* notamment parce que le modèle considère les ions négatifs et qu'il a démontré ce comportement avec des simulations d'actionneurs de géométrie de taille réaliste. De plus, l'ordre de grandeur de la force totale (intégration de la distribution de la force d'actionnement dans l'espace) est bien reproduit, ainsi que l'évolution qualitative de ce dernier en fonction de la tension et de la fréquence [140].

Également, le modèle de dérive-diffusion doit pouvoir reproduire un certain nombre de caractéristiques électriques d'une décharge plasma dans l'air. En effet, une mesure expérimentale quantitative de la distribution de la force équivalente⁷ d'actionnement dans le temps et dans

⁷ Force équivalente aux effets dus à un transfert de la quantité de mouvement par les collisions ions-neutres

l'espace étant très difficile, la validation du modèle plasma doit notamment se baser sur des marqueurs indirects de substitution (*surrogate*). Dans cette perspective, le modèle de Bœuf *et al.* (2008) a démontré qu'il reproduisait bien la nature diffuse de la décharge avant et la nature filamentaire de la décharge arrière. Le fait que le modèle de Bœuf *et al.* (2008) satisfait la description *push-push*, prédit l'ordre de grandeur de la force d'actionnement et reproduit les diverses caractéristiques électriques d'une décharge plasma suggère que ce modèle est capable de produire une distribution spatio-temporelle adéquate de la force d'actionnement équivalente.

3.1.2 Potentiel d'amélioration

Il est essentiel que le modèle sélectionné considère suffisamment la physique du plasma pour pouvoir éventuellement prédire l'effet de divers paramètres sur la force d'actionnement sans calibration artificielle pour chaque cas spécifique. En effet, le but recherché est d'implémenter un modèle qui peut tenir compte de l'effet des conditions ambiantes (température, pression, humidité et vitesse d'écoulement) en plus des effets dus à la tension appliquée (amplitude, fréquence et forme d'onde) et à la géométrie de l'actionneur (longueur et épaisseur des électrodes, épaisseur du diélectrique et écart entre les électrodes) sur la force d'actionnement. Un modèle de type dérive-diffusion peut tenir compte de l'effet de ces paramètres avec des modifications mineures. En contrepartie, les modèles phénoménologiques sont beaucoup trop simplistes pour modéliser adéquatement l'effet de ces paramètres sur la force d'actionnement.

3.1.3 Validation du modèle

Le modèle de Boeuf *et al.* (2008) [139-142] a notamment été utilisée pour réaliser des simulations à haute tension (30kV), contrairement à la majorité des autres modèles de type dérive-diffusion. Notamment, le modèle de Likhanskii *et al.* [143-148], quoique fortement similaire, a seulement été utilisé pour de très faibles tensions appliquées. De plus, la majorité des résultats du modèle de Likhanskii *et al.* ont été obtenus pour des géométries de très faibles dimensions (taille irréaliste). Puisque davantage de résultats numériques sont disponibles avec le modèle de Bœuf *et al.* (2008), ce dernier est jugé plus fiable que le modèle de Likhanskii *et al.* De plus, le modèle de Bœuf *et al.* (2008) a été validé indépendamment par Nishida et Abe [169]. Pour ces raisons, le modèle à quatre espèces de Bœuf *et al.* (2008) est favorisé.

En revanche, le modèle Roy *et al.* (2006) [153-155], malgré que présentant la chimie la plus complexe, est fortement remis en cause par la présence d'erreurs typographiques dans les références originales. Ainsi, considérant la complexité additionnelle du modèle et le manque de fiabilité, il n'a pas été jugé pertinent de considérer ultérieurement le modèle de Roy *et al.* (2006) pour la présente implémentation. Par ailleurs, si jugé nécessaire, l'ajout d'une chimie plus complexe peut être ultérieurement implémenté à un modèle de base plus simple. Pour cette raison, il est jugé préférable d'implémenter le modèle présentant la chimie la plus simple qui permette de modéliser adéquatement l'effet du plasma. À ce titre, un modèle à quatre espèces présente la chimie la plus simple qui permet de modéliser l'effet des ions négatifs. Ce faisant, le modèle de Bœuf *et al.* (2008) est jugé plus fiable comparativement au modèle de Roy *et al.* pour une implémentation indépendante.

3.1.4 Temps et ressources de calcul

Puisque l'objectif de ce mémoire est d'implémenter un modèle d'actionneur DBD qui peut générer un champ de force d'actionnement pouvant être utilisé dans une application pratique en aéronautique, le temps et les ressources de calcul doivent demeurer raisonnables. Le temps de calcul pour simuler une décharge plasma dépend notamment de l'amplitude et de la fréquence de la tension appliquée. À titre indicatif, le modèle de Bœuf *et al.* (2008) nécessite quelques jours de calcul sur un ordinateur personnel pour simuler une décharge sur plusieurs cycles [140]. Le temps de calcul n'est pas précisé pour les autres modèles de type dérive-diffusion. En contrepartie, le temps de calcul d'un modèle phénoménologique est de seulement quelques minutes. Le temps de calcul du modèle de Bœuf *et al.* (2008) est jugé raisonnable pour réaliser des simulations CFD en aéronautique si on considère un couplage partiel fluide-plasma sur une plaque plane.

3.1.5 Remarques sur l'effet du fluide neutre

L'effet de fluide neutre est généralement négligé dans la modélisation de la force d'actionnement. D'abord, les modèles phénoménologiques considèrent la force d'actionnement uniquement comme un terme source et sont donc incapable de considérer l'interaction fluide/plasma. Ensuite, la majorité des modèles de type dérive-diffusion négligent l'effet du fluide neutre dans le terme de flux des espèces chargées. Une exception est le modèle de Bœuf *et al.* (2008), mais les simulations

réalisées [141, 142] ont seulement considéré un cas simple sur une plaque plane et non cas pratique réel avec des conditions d'opération réalistes.

Quoique normalement négligé dans les modèles pour actionneur DBD, des expériences [171, 172] montrent que le fluide neutre peut avoir des effets notables sur les caractéristiques électriques et optiques des décharges d'un actionneur plasma. Dans cette perspective, l'effet du fluide neutre peut être pris en compte par le couplage des équations de dérive-diffusion avec les équations de Navier-Stokes compressibles. En effet, l'interaction entre le fluide neutre et le plasma peut affecter la force d'actionnement par divers mécanismes. Premièrement, lorsqu'un actionneur plasma est utilisé dans des conditions d'opération proches de celles d'un avion de ligne, la vitesse de fluide neutre n'est plus négligeable comparativement à la vitesse des ions. Il devient alors nécessaire de considérer la contribution du flux causé par le fluide neutre dans les équations de transport des espèces chargées. Également, la variation de la pression (ou de la densité) en raison de l'écoulement peut également affecter la décharge. Aussi, le couplage entre le plasma et le fluide neutre peut également induire des variations locales de température, et donc de densité, qui à son tour peut affecter la dynamique du plasma. Ainsi, l'étude couplage fluide/plasma peut devenir important lorsqu'il est désiré de déterminer l'effet de la force d'actionnement sur l'écoulement pour des cas non-triviaux.

3.2 Implémentation du modèle choisi

La présente implémentation du modèle plasma reprend l'approche *semi-implicite* utilisée par Bœuf *et al.* (2008) [139, 140] et le schéma de discrétisation décrit dans la référence [173]. Toutefois, les équations ont été ré-discrétisées indépendamment pour s'assurer qu'aucune erreur typographique n'était présente et le modèle a été implémenté indépendamment en langage C++. Le langage C++ a été sélectionné, car il s'agit d'un langage de bas niveau plus rapide que Matlab. Ainsi, cette section montre d'abord l'algorithme général du code C++, suivi d'une description de chacun des modules du code plasma. Par la suite, le calcul de la mobilité des électrons et des coefficients de Townsend grâce à *BOLSIG+* [174], un solveur libre d'accès développé par l'université de Toulouse pour résoudre l'équation de Boltzmann, est décrit.

3.2.1 Description générale de l'algorithme de résolution

Les décharges au plasma sont décrites par un système d'équations couplées constitué des équations de Navier-Stokes, des équations de transport et de l'équation de Poisson. L'algorithme général de résolution, avec les différents modules du modèle, est illustré à la Figure 3.1. À chaque pas de temps n , l'équation de Poisson est résolue en premier par le module « *Poisson Solver* » avec une méthode semi-implicite pour déterminer la distribution du potentiel électrique. Les équations de fluide sont résolues en parallèle par le module « *Navier-Stokes Solver* » de manière explicite pour déterminer le champ de vitesse et la pression du fluide neutre. Ensuite, les tables de correspondance obtenues à partir du solveur *BOLSIG+* [174] sont utilisées pour le calcul de la mobilité des électrons et des coefficients d'ionisation et d'attachement par électron. Finalement, l'équation de transport de chacune des espèces k est résolue de manière implicite par le module « *Plasma Kinetic Solver* » afin de déterminer la distribution du nombre de densité des espèces chimiques. Le processus est répété à chaque pas de temps jusqu'à la fin de l'intervalle de temps désiré.

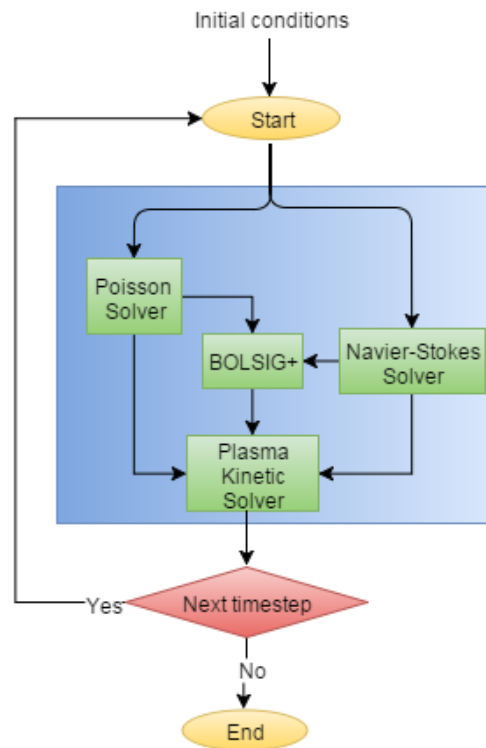


Figure 3.1 – Algorithme de résolution du modèle de type dérive-diffusion.

Les équations [139-142] résolues par chacun des modules du code plasma sont résumées ci-dessous.

Module « Navier-Stokes Solver »

$$\frac{\partial(\rho)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{\mathbf{u}}) = S\rho = M[-(\alpha - \eta)\Gamma_e + \beta_{ep}n_en_p + \beta_{np}n_n n_p] \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial(\rho \vec{\mathbf{u}})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{\mathbf{u}} \vec{\mathbf{u}} + p\mathbf{I} - \bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}}) = S\rho \vec{\mathbf{u}} + \overrightarrow{\mathbf{f}_{EHD}} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial(\rho E_t)}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho E_t + p)\vec{\mathbf{u}} - \kappa \nabla T - \bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}} \cdot \vec{\mathbf{u}}] = S\rho E_t + \overrightarrow{\mathbf{f}_{EHD}} \cdot \vec{\mathbf{u}} + P_{th} \quad (3.3)$$

$$\overrightarrow{\mathbf{f}_{EHD}} = e(n_p - n_e - n_n)\vec{\mathbf{E}} - \sum_k k_B T_k \nabla n_k \quad (3.4)$$

$$\bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}} = \mu[(\nabla \vec{\mathbf{u}}) + (\nabla \vec{\mathbf{u}})^t] + \lambda \nabla \cdot \vec{\mathbf{u}} \mathbf{I} \quad (3.5)$$

Module « Poisson Solver »

$$\nabla \cdot (\varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{\mathbf{E}}) = \rho_c = e(n_p - n_e - n_n) + \sigma_c \delta_s \quad (3.6)$$

Module « Plasma Kinetic Solver »

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (-\mu_e n_e \vec{\mathbf{E}} - D_e \nabla n_e + n_e \vec{\mathbf{u}}) = (\alpha - \eta)|\vec{\mathbf{F}}_e| - \beta_{ep}n_en_p \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \nabla \cdot (\mu_p n_p \vec{\mathbf{E}} - D_p \nabla n_p + n_p \vec{\mathbf{u}}) = \alpha|\vec{\mathbf{F}}_e| - \beta_{ep}n_en_p - \beta_{np}n_n n_p \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \nabla \cdot (-\mu_n n_n \vec{\mathbf{E}} - D_n \nabla n_n + n_n \vec{\mathbf{u}}) = \eta|\vec{\mathbf{F}}_e| - \beta_{np}n_n n_p \quad (3.9)$$

L'algorithme de résolution de chaque module est présenté dans les sous-sections suivantes.

3.2.2 Module « Navier-Stokes Solver »

En raison des contraintes de temps, le module « *Navier-Stokes Solver* » n'a pas pu être complété lors de la rédaction de ce mémoire. Ainsi, avec la présente implémentation du code, la vitesse du fluide neutre est supposé nulle dans les équations de dérive-diffusion et la densité est supposée constante. Néanmoins, l'approche favorisée est une intégration explicite des équations de Navier-

Stokes compressibles du fait que les exigences de stabilité numérique sont contraintes par la physique du plasma plutôt que par celles de l'écoulement du fluide neutre. Sous forme compacte, les équations de Navier-Stokes compressibles discrétisées peuvent s'écrire sous la forme de la relation (3.10).

$$U^{n+1} = U^n + \Delta t J^n - \Delta t \frac{\partial F^n}{\partial x} - \Delta t \frac{\partial G^n}{\partial y} \quad (3.10)$$

Les vecteurs U , J , F et G sont données par les relations (3.11) et (3.14), où u et v sont les composantes en x et en y de la vitesse \vec{u} , respectivement.

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho E_t \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

$$F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p - \tau_{xx} \\ \rho v u - \tau_{xy} \\ (\rho E_t + p)u - \kappa \partial T / \partial x - u \tau_{xx} - v \tau_{xy} \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

$$G = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho u v - \tau_{yx} \\ \rho v^2 + p - \tau_{yy} \\ (\rho E_t + p)v - \kappa \partial T / \partial y - u \tau_{yx} - v \tau_{yy} \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

$$J = \begin{bmatrix} S\rho \\ S\rho u + f_{EHD_x} \\ S\rho v + f_{EHD_y} \\ S\rho E_t + f_{EHD_x}u + f_{EHD_y}v + P_{th} \end{bmatrix} \quad (3.14)$$

3.2.3 Module « Poisson Solver »

Les contraintes de stabilité numérique limitent significativement le pas de temps pour une intégration explicite de l'équation de Poisson. Toutefois, un traitement implicite des équations de transport (continuité) couplé avec l'équation de Poisson est complexe pour une décharge multidimensionnelle. En effet, la résolution pleinement implicite d'un problème multi-physique avec des équations couplées et non-linéaires peut présenter de sérieux défis en termes d'implémentation. Notamment, l'évaluation du champ électrique au temps $n + 1$ requiert la résolution de l'équation de Poisson à partir d'une densité de charge à un temps $n + 1$, tel que indiqué par la relation (3.15) [173].

$$\nabla \cdot (\epsilon_r \epsilon_0 \vec{E}^{n+1}) = \rho_c^{n+1} \quad (3.15)$$

La détermination de la densité de charge ρ_c^{n+1} ne présenterait pas une grande difficulté si les équations de transport étaient résolues explicitement en termes du champ électrique (c'est-à-dire selon \vec{E}^n). Toutefois, le temps de *relaxation diélectrique*, défini par la relation (3.16), impose un pas de temps irréaliste pour une intégration explicite des équations de transport [173]. En effet, le temps de relaxation diélectrique impose une limite de stabilité numérique très contraignante pour une résolution explicite des équations de plasma.

$$\tau_r = \frac{\epsilon_0}{\sum_k |q_k| \mu_k n_k} \quad (3.16)$$

Par ailleurs, le temps de relaxation diélectrique devient très faible lorsque la densité du plasma augmente [62]. Cependant, un traitement pleinement implicite du champ électrique impose une solution couplée et simultanée de l'équation de Poisson avec les équations de transport, et ce, pour chaque espèce k . Pour cette raison, l'équation de Poisson est plutôt résolue semi-implicitement, comme dans les références [166, 175, 176]. Avec cette méthode, le champ électrique est résolu avant les équations de transport. En effet, le potentiel à un pas de temps $n + 1$ est calculé à partir d'une valeur prédite de la densité de charge $\tilde{\rho}_c^{n+1}$ tel qu'indiqué par la relation (3.17) [173].

$$\nabla \cdot (\epsilon_r \epsilon_0 \vec{E}^{n+1}) = \tilde{\rho}_c^{n+1} = \left[\rho_c^n + \Delta t \frac{\partial \rho_c^n}{\partial t} \right] \quad (3.17)$$

La variation prédite de la densité de charge $\Delta t \partial \rho_c^n / \partial t$ entre le pas de temps n et le pas de temps $n + 1$ est déterminée à partir de la relation (3.18).

$$\Delta t \frac{\partial \rho_c^n}{\partial t} = -\Delta t \sum_k q_k^n \nabla \cdot \vec{F}_k^{n+1} \quad (3.18)$$

À noter que par le principe de conservation de la charge, la somme des termes sources disparaît dans l'équation (3.18). Le flux \vec{F}_k^{n+1} est obtenu avec une évaluation explicite du nombre de densité et une évaluation implicite du champ électrique et du champ de vitesse, tel qu'indiqué par la relation (3.19).

$$\vec{F}_k^{n+1} = \mu_k^n n_k^n \vec{E}^{n+1} - D_k^n \nabla n_k^n + \vec{u}^{n+1} n_k^n \quad (3.19)$$

La mobilité μ_k et le coefficient de diffusion D_k sont évalués explicitement, car ceux-ci sont des fonctions arbitraires du champ électrique réduit et un traitement pleinement implicite est difficilement faisable. La méthode semi-implicite ci-décrite permet d'utiliser des pas de temps jusqu'à 50 fois plus grand que la limite imposée par le temps de relaxation diélectrique sans problème de stabilité ou de précision [166]. Le module « *Poisson Solver* » permet ainsi de déterminer la distribution du potentiel électrique pour la résolution des équations de transport avec un pas de temps pratique au niveau du temps de calcul. La méthode de Scharfetter-Gummel fut utilisée pour la discrétisation du flux des espèces chargées et un schéma d'ordre deux fut utilisé pour la discrétisation du potentiel électrique. Une description plus détaillée des schémas numériques est offerte en Annexe E.3. Le système d'équation discrétisée obtenu est résolu par la méthode de Gauss-Seidel avec sur-relaxation (SOR). La validation de cet algorithme itératif de résolution utilisé est présentée à l'Annexe E.4.

3.2.4 Module « Plasma Kinetic Solver »

Les équations gouvernant la cinétique des particules chargées sont résolues après l'équation de Poisson. L'expression générale de l'équation de continuité pour une espèce k est donnée par la relation (3.20).

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{F}_k = S_k = G_k - L_k \quad (3.20)$$

Le nombre de densité n_k dans le terme de transport de l'équation de continuité est résolu implicitement afin d'éviter les limitations en termes de stabilité numérique dues à la contrainte CFL (*Courant–Friedrichs–Lewy*). Afin d'éviter les restrictions dues au temps de relaxation diélectrique, l'équation de continuité pour chaque espèce k est résolue de manière implicite avec un champ électrique déterminé à partir d'une valeur prédite de la densité de charge. En revanche, le terme source S_k est évalué explicitement, car un traitement implicite du terme source demeure difficile. La relation (3.21) est la version discrétisée (implicite) des équations de continuité pour la résolution de la cinétique des espèces chargées.

$$\frac{n_k^{n+1} - n_k^n}{\Delta t} + \nabla \cdot (\mu_k^{n+1} n_k^{n+1} \vec{E}^{n+1} - D_k^{n+1} \nabla n_k^{n+1} + \vec{u}^{n+1} n_k^{n+1}) = S_k^n \quad (3.21)$$

Le terme S_k^n représente le terme source de l'équation de transport et est spécifique à chaque espèce. Le schéma exponentiel de Scharfetter-Gummel [177, 178] est utilisé pour la discrétisation du flux dans l'équation de continuité de chaque espèce k et la méthode SOR est utilisée pour résoudre le système d'équation discrétisée. Le schéma de Scharfetter-Gummel permet notamment de considérer à la fois les régions qui sont dominées par le flux de diffusion et les régions dominées par le flux de dérive [62]. Une description plus détaillée des schémas numériques est offerte en Annexe E.2. Également, la validation de l'algorithme itératif de résolution utilisé est présentée à l'Annexe E.4. La résolution implicite du module « *Plasma Kinetic Solver* » permet de déterminer la distribution du nombre de densité au pas de temps $n + 1$. La distribution du nombre de densité et du champ électrique au pas de temps $n + 1$ permet de déterminer la force d'actionnement pour le prochain pas d'intégration des équations de Navier-Stokes.

3.2.5 BOLSIG+

La résolution des équations de continuité avec l'approximation de dérive-diffusion nécessite la détermination de différents coefficients de transport (mobilités et coefficients de diffusion) et de Townsend (ionisation et attachement par électron). Le modèle de dérive-diffusion est basé sur l'approximation du champ local (LFA) en supposant que les coefficients de transport et les coefficients de Townsend dépendent uniquement du champ local réduit (ratio $E(\vec{r}, t)/N$). L'approximation du champ local permet d'éviter la résolution de l'équation d'énergie des électrons, coûteuse en temps de calcul, pour des problèmes collisionnels [179].

BOLSIG+ [174] est un solveur de l'équation de Boltzmann (développé par l'institut LAPLACE) pour des électrons dans un gaz faiblement ionisé. Ce solveur utilise des valeurs de sections efficaces⁸ pour résoudre l'équation de Boltzmann pour un champ électrique uniforme. *BOLSIG+* permet de calculer les coefficients d'ionisation α et d'attachement par électron η en supposant que ces derniers sont fonction du champ électrique réduit $E(\vec{r}, t)/N$ (où N est le nombre de densité du gaz). Ainsi, pour une composition de gaz et une température données, les coefficients α et η sont donnés par les relations (3.22) et (3.23), la valeur du champ électrique $E(\vec{r}, t)$ étant déterminée par le module « *Poisson Solver* » et le nombre de densité N du gaz étant calculé à partir de la masse volumique ρ déterminée par le module « *Navier-Stokes Solver* »

$$\frac{\alpha}{N} = \frac{\alpha}{N} \left(\frac{E(\vec{r}, t)}{N} \right) \quad (3.22)$$

$$\frac{\eta}{N} = \frac{\eta}{N} \left(\frac{E(\vec{r}, t)}{N} \right) \quad (3.23)$$

Également, la mobilité des électrons est supposée être fonction du champ électrique réduit $E(\vec{r}, t)/N$ (relation (3.24)) et est déterminée par le solveur *BOLSIG+*.

$$\mu_e N = \mu_e N \left(\frac{E(\vec{r}, t)}{N} \right) \quad (3.24)$$

Le solveur *BOLSIG+* permet ainsi de créer des tables de correspondance en déterminant la valeur des coefficients d'ionisation et d'attachement par électron et des coefficients de mobilité des électrons pour différentes valeurs du champ électrique réduit. La Figure 3.2 montre le coefficient d'ionisation de Townsend et le coefficient d'attachement en fonction du champ électrique réduit (en terme de pression p) obtenu à partir du logiciel *BOLSIG+* alors que la Figure 3.3 montre la mobilité de l'électron μ_e et la mobilité des ions $\mu_{p,n}$ en fonction du champ électrique réduit (en terme de pression). Un mélange N_2/O_2 avec une fraction molaire de 0.22 pour l'oxygène et 0.78 pour l'azote à 300K a été utilisé pour la détermination des paramètres α , η et μ_e .

⁸ Rappel : La section efficace est un paramètre physique qui mesure la probabilité d'interaction pour une réaction donnée

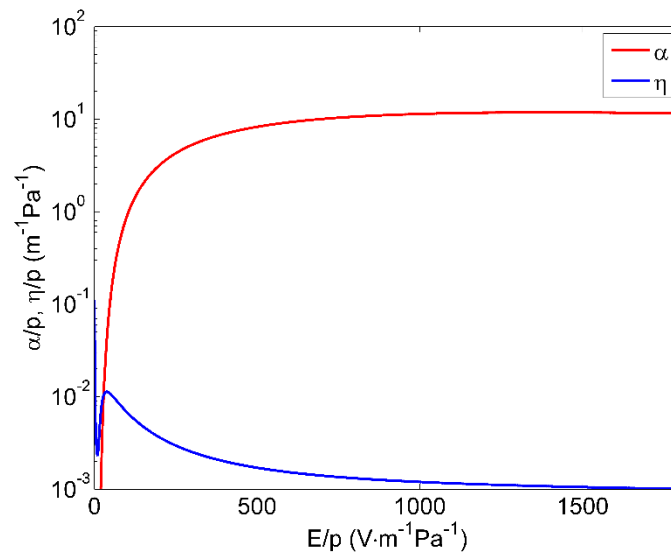


Figure 3.2 – Coefficients d’ionisation et d’attachement de Townsend en fonction du champ électrique réduit obtenus à partir du solveur BOLSIG+.

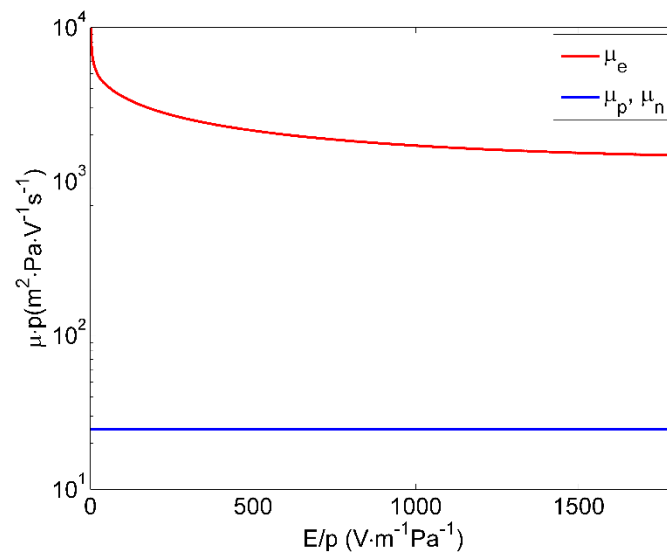


Figure 3.3 – Mobilité des électrons (obtenus à partir du solveur BOLSIG+) et mobilités des ions en fonction du champ électrique réduit.

3.2.6 Autres paramètres

Certains paramètres physiques additionnels sont nécessaires à la résolution du modèle plasma. Ceux-ci sont décrits ci-contre. Le taux d’une réaction chimique peut être modélisé par un paramètre

physique qui est le coefficient de taux de réaction. Ainsi, pour modéliser la recombinaison électron-ion positif et ion positif-ion négatif, les coefficients β_{ep} et β_{np} sont introduites. Dans le présent modèle, les coefficients de recombinaison électron-ion positif β_{ep} et ion positif-ion négatif β_{np} sont simplement supposés être donnés par les relations empiriques (3.25) et (3.26) [139].

$$\beta_{ep} = 2 \times 10^{-13} m^3/s \quad (3.25)$$

$$\beta_{np} = 2 \times 10^{-13} m^3/s \quad (3.26)$$

Un coefficient d'émission secondaire $\gamma = 0.05$ est supposé pour la surface de l'actionneur [139]. Ce coefficient représente le ratio du flux d'électrons secondaires⁹ par rapport au flux d'ions incidents bombardant la surface d'un matériel. Également, la capacité des ions à se déplacer dans un milieu en réponse à un champ électrique est quantifiée par les mobilités ioniques. Avec le présent modèle, ces paramètres physiques sont supposés constants et égaux aux valeurs indiquées par (3.27) et (3.28) [179].

$$\mu_p = 2.43 \times 10^{-4} m^2/V \cdot s \quad (3.27)$$

$$\mu_n = 2.43 \times 10^{-4} m^2/V \cdot s \quad (3.28)$$

Finalement, les coefficients de diffusion sont déterminés avec par la relation d'Einstein [59], donnée par les relations (3.29) à (3.31).

$$\frac{D_e}{\mu_e} = \frac{k_B T_e}{e} \quad (3.29)$$

$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{k_B T_p}{e} \quad (3.30)$$

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{k_B T_n}{e} \quad (3.31)$$

⁹ Les électrons secondaires sont les électrons émis par la surface d'un matériel dus aux bombardements d'ions incidents.

3.2.7 Conditions limites du modèle de dérive-diffusion

L'implémentation du modèle a été précédemment décrite. Toutefois, la résolution des équations de transport et de l'équation de Poisson requiert l'application de certaines conditions limites. Ces dernières sont illustrées à la Figure 3.4.

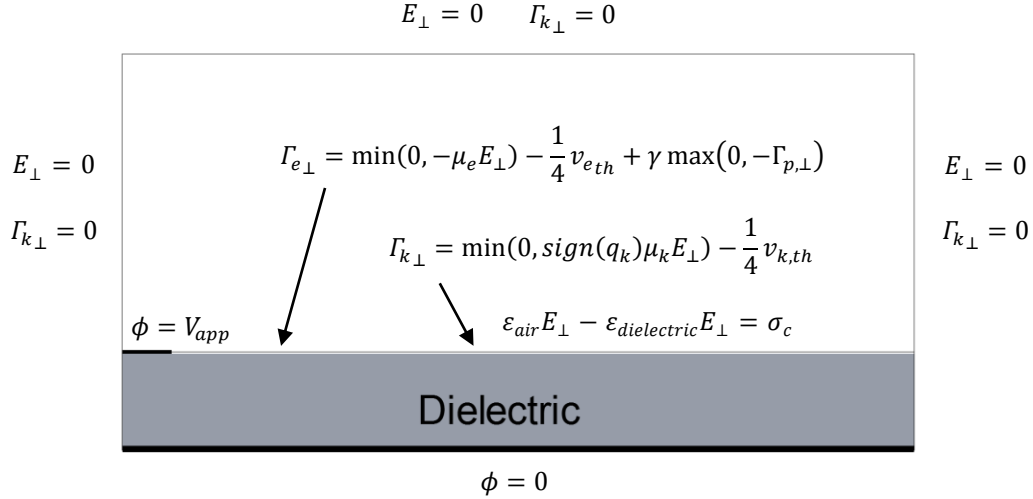


Figure 3.4 – Domaine de calcul et conditions limites utilisées pour l'équation de Poisson et les équations de transport

Pour la résolution de l'équation de Poisson, des conditions limites de Dirichlet furent utilisées pour les électrodes alors que des conditions limites de Neumann homogènes furent utilisées sur les autres frontières. Bien que non-physiques, les conditions de Neumann ont été utilisées pour limiter la taille du domaine comme dans Bœuf *et al.* [137, 138, 140]. L'accumulation de la charge électrique sur le matériel diélectrique, calculée de façon consistante par intégration du flux des espèces chargées (voir équation (3.32)), a été considérée pour la résolution de la condition d'interface du champ électrique.

$$\sigma_c = - \int_0^t \sum_k q_k \Gamma_k^{\perp} dt \quad (3.32)$$

Pour la résolution des équations de transport, il est supposé que le diélectrique émet des électrons secondaires par impact d'ions positifs. Le flux vers la surface de l'actionneur des espèces chargées

est calculé de la même manière que par Bœuf *et al.* [138]. Finalement, en l'absence de l'effet du fluide neutre, des conditions de Neumann homogènes furent considérées pour les flux sur les autres frontières. La vitesse thermique $v_{k,th}$ de l'espèce chargée k est donnée par la relation (3.33).

$$v_{k,th} = \sqrt{\frac{8k_B T_k}{\pi m_k}} \quad (3.33)$$

3.3 Vérification du modèle

Plusieurs cas de décharges électriques sont simulés avec différentes tensions appliquées afin de vérifier le code plasma avec les différents modules intégrés et le module *Poisson Solver* a été préalablement validé indépendamment sans couplage avec les autres modules pour un cas ayant une solution analytique. Pour le calcul des vitesses thermiques, la température des électrons est supposée de 10 000 K et la température des ions est supposée de 350 K. La température de l'air neutre est supposée de 300 K à une pression standard de 101 325 Pa. Un nombre de densité initial de 10^{10} m^{-3} est supposé pour les électrons et les ions positifs afin d'initier la décharge. Un ratio $D_e/\mu_e = 1.0$ et $D_{p,n}/\mu_{p,n} = 0.01$ est supposé pour le calcul des coefficients de diffusion. Tel qu'indiqué précédemment, la mobilité des électrons et les coefficients d'ionisation et d'attachement sont déterminés par le solveur BOLSIG+ pour un mélange oxygène (22%) et azote (78%) à 300K. Les valeurs des sections efficaces utilisées par le solveur BOLSIG+ proviennent des références [180] et [181]. Le pas de temps d'intégration est de 50 fois le temps de relaxation diélectrique avec pour contrainte un pas de temps maximal de 10^{-9} et un pas de temps minimale de 10^{-12} s.

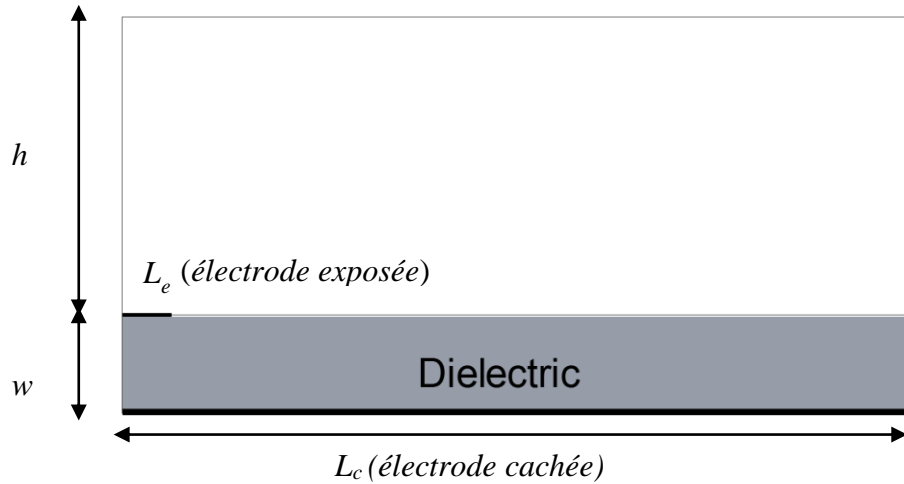


Figure 3.5 – Géométrie de l'actionneur DBD : Cas 1 à 6 ($L_c=4\text{mm}$, $L_e=0.25\text{mm}$, $w=0.5\text{mm}$, $h=1.5\text{mm}$)/Cas 7 ($L_c=8\text{mm}$, $L_e=2\text{mm}$, $w=1\text{mm}$, $h=3\text{mm}$)

La géométrie utilisée pour les simulations est illustrée à la Figure 3.5 et provient de Lagmich *et al.* [139] pour les cas 1 à 6. L'épaisseur des électrodes a été négligée comme dans Lagmich *et al.* [139]. Le maillage utilisé pour les simulations est de 400×200 mailles. Ce maillage est de taille similaire à ceux utilisés par d'autres auteurs dans la simulation de décharge au plasma pour des applications d'actionneur de type DBD [138-140, 145, 169, 182]. À noter qu'aucune étude de maillage ne fut réalisée pour des raisons de contraintes de temps et en raison du faible taux de convergence de la méthode SOR pour des mailles de grandes dimensions. En effet, ces limitations rendent les simulations avec un maillage de 800×400 mailles et de 1200×600 mailles pour une étude d'indépendance du maillage très longues pour une simulation complète avec les moyens de calculs disponibles. Des études de maillages indépendantes seront à prévoir lorsqu'une méthode itérative (ex : CGS, BiCG, BiCGSTAB, GMRES, etc.) ayant un meilleur taux de convergence sera implémentée au code C++. Également, des simulations avec un maillage non-uniforme mieux adapté au problème seront à prévoir après qu'une amélioration de la méthode itérative soit implémentée. L'utilisation d'un maillage non-uniforme est problématique en raison de la faible vitesse de convergence de la méthode SOR lorsque de grands ratios de dimension sont utilisés.

Au total, sept cas de validation sont présentés dans cette section. Les cas 1 à 4 présentent des cas qui visent essentiellement à vérifier l'implémentation numérique du modèle en comparant les résultats obtenus avec les résultats numériques de Lagmich *et al.* [139]. Les cas 5 et 6 ont pour but de confirmer la consistance physique du modèle avec des observations expérimentales pour des

problèmes plus complexes. Finalement, le cas 7 a pour but de valider la force d'actionnement obtenue avec le modèle pour un cas pratique.

3.3.1 Cas 1 : Décharge pour une rampe négative dans l'air

Une rampe négative continue de $-300\text{ V}/\mu\text{s}$ (appliquée sur l'électrode exposée) est utilisée pour simuler une décharge négative dans l'air pendant une durée de $50\text{ }\mu\text{s}$. La tension initiale sur l'électrode exposée est supposée de -2000 V . Le coefficient du matériel diélectrique est de 5.0. Le cas étudié est basé sur celui de Lagmich *et al* [139] et tous les mêmes paramètres furent utilisés lorsque connus. L'évolution de la tension appliquée sur l'électrode exposée en fonction du temps est illustrée à la Figure 3.6. L'électrode cachée est mise à la terre. À noter que ce cas de simulation n'a pas pour but de modéliser un cas réel, mais de valider le modèle pour une décharge négative avec une rampe négative infinie afin de confirmer si le modèle peut reproduire les caractéristiques générales d'une décharge négative dans de l'air (en termes de courant de décharge et de force d'actionnement). Notamment, il s'agit de comparer le courant de décharge obtenu avec les résultats numériques de Lagmich *et al.*[139] et de confirmer si le modèle est conforme avec la description *push-push* de la force d'actionnement.

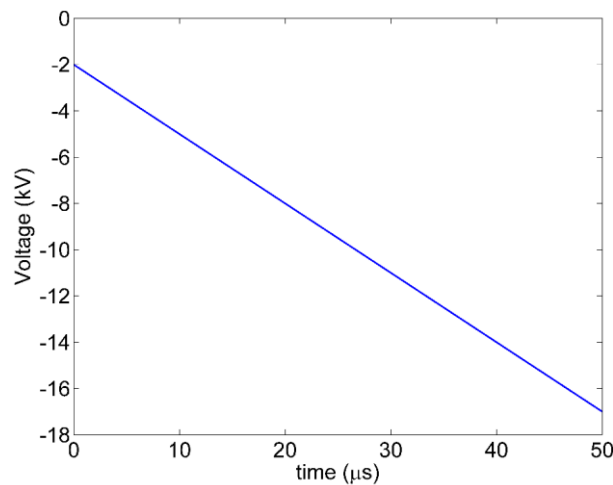


Figure 3.6 – Rampe de tension négative appliquée sur l'électrode exposée.

3.3.2 Cas 2 : Décharge pour une rampe négative dans l'azote

La même rampe négative et la même géométrie furent utilisées pour simuler une décharge dans de l'azote au lieu dans de l'air. Tous les même paramètres ont été utilisés lorsqu'applicables afin

d'obtenir des résultats consistants et comparables. L'objectif est de confirmer l'importance des ions négatifs et de confirmer qu'un modèle à trois espèces est trop simpliste en analysant le courant de décharge, la force d'actionnement produite et la distribution des espèces chargées pour une décharge négative.

3.3.3 Cas 3 : Décharge pour une rampe positive dans l'air

Une rampe positive continue de $300V/\mu s$ (appliquée sur l'électrode exposée) est utilisée pour simuler une décharge positive dans l'air pendant une durée de $100\mu s$. La tension initiale sur l'électrode exposée est supposée de $2000V$. Le coefficient du matériel diélectrique est de 5.0 . Le cas de test étudié est basé sur celui de Lagmich *et al.*[139] et tous les mêmes paramètres furent utilisés lorsque connus. L'évolution de la tension appliquée sur l'électrode exposée en fonction du temps est illustrée à la Figure 3.7. L'électrode cachée est mise à la terre. Tous les autres paramètres pertinents sont identiques à ceux utilisés pour une décharge négative. À noter que ce cas de simulation n'a pas pour but de modéliser un cas réel, mais de valider le modèle pour une décharge positive avec une rampe positive infinie afin de confirmer si le modèle peut reproduire les caractéristiques générales d'une décharge positive dans de l'air (en termes de courant de décharge et de force d'actionnement) et de comparer la courant de décharge obtenu avec les résultats numériques de Lagmich *et al.*[139].

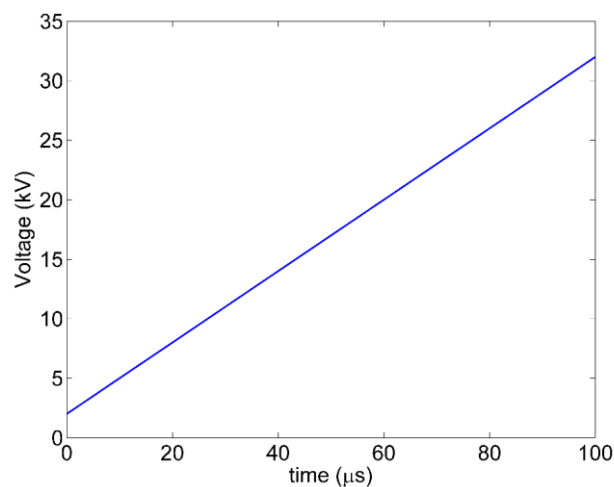


Figure 3.7 – Rampe de tension positive appliquée sur l'électrode exposée.

3.3.4 Cas 4 : Décharge pour une rampe positive dans l'azote

La même rampe positive et la même géométrie furent utilisées pour simuler une décharge dans de l'azote au lieu dans de l'air. Tous les même paramètres ont été utilisés lorsqu'applicables pour obtenir des résultats comparables. L'objectif est d'une part de comparer le courant de décharge obtenu avec les résultats numériques de Lagmich *et al.*[139] et d'une autre part de confirmer l'importance des ions négatifs et de confirmer qu'un modèle à trois espèces est trop simpliste en analysant le courant de décharge, la force d'actionnement produite et la distribution des espèces chargées pour une décharge positive.

3.3.5 Cas 5 : Décharge pour une tension sinusoïdale dans l'air

Une tension sinusoïdale de 15 kV d'amplitude et de 10 kHz de fréquence fut appliquée sur l'électrode exposée pour simuler une décharge dans de l'air. L'évolution de la tension appliquée sur l'électrode exposée en fonction du temps est montrée à la Figure 3.8. L'électrode cachée est mise à la terre. Le coefficient du matériel diélectrique est de 5.0. Le cas de test est similaire à celui de Bœuf *et al.* [140], mais la même géométrie fut conservée pour être consistant avec les autres cas de test. L'objectif du cas de test est de confirmer si le modèle peut reproduire les caractéristiques générales d'une décharge dans l'air pour un cas plus complexe et de vérifier si l'ordre de grandeur de la force d'actionnement obtenue est comparable à celle observée expérimentalement.

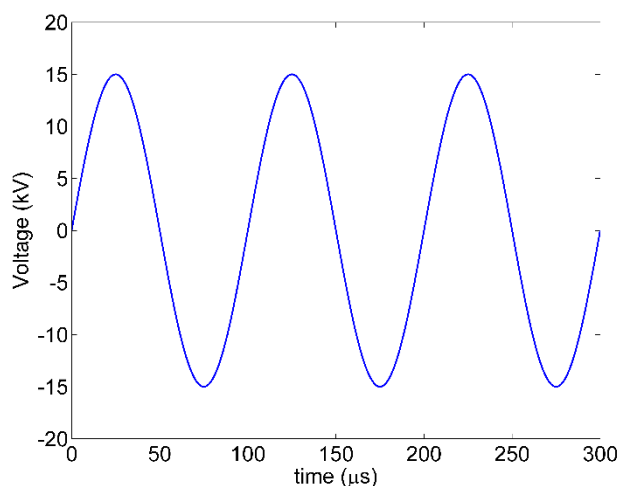


Figure 3.8 – Tension sinusoïdale appliquée sur l'électrode exposée.

3.3.6 Cas 6 : Décharge pour une tension sinusoïdale dans l'azote

La même tension sinusoïdale (15kV et 10kHz) et la même géométrie furent utilisées pour simuler une décharge dans de l'azote au lieu de l'air. Tous les mêmes paramètres ont été utilisés lorsqu'applicables pour obtenir des résultats comparables. L'objectif est de confirmer l'importance des ions négatifs sur la force d'actionnement.

3.3.7 Cas 7 : Décharge pour une tension en forme de dent-de-scie positive

Une tension en forme de dent-de-scie positive avec une amplitude de 35 kV et une fréquence de 2.5 kHz est appliquée sur l'électrode exposée pour simuler une décharge électrique dans de l'air. L'évolution de la tension appliquée sur l'électrode exposée en fonction du temps est montrée à la Figure 3.9. L'électrode cachée est mise à la terre. L'objectif de cas est de valider le modèle plasma en termes de force d'actionnement avec les résultats de Demers [57]. À noter que pour obtenir une amplitude de tension de 35 kV, Demers [57] a appliqué une tension crête-crête de 35 kV sur l'électrode exposée et sur l'électrode cachée de manière déphasée.

Pour les simulations, la partie croissante de la tension en dent-de-scie positive couvre 96% du cycle alors que la partie décroissante couvre les 4% restant. Ces valeurs ont été choisies pour éviter une pente infinie (et non physique) lors de la phase décroissante du cycle et pour tenter de reproduire le plus fidèlement possible le signal utilisé par Demers [57]. Si désirée, l'utilisateur peut modifier la valeur de ces paramètres pour modifier la forme de la tension appliquée. La simulation s'est échelonnée sur 4 cycles complets pour s'assurer d'obtenir une solution périodique de la force d'actionnement.

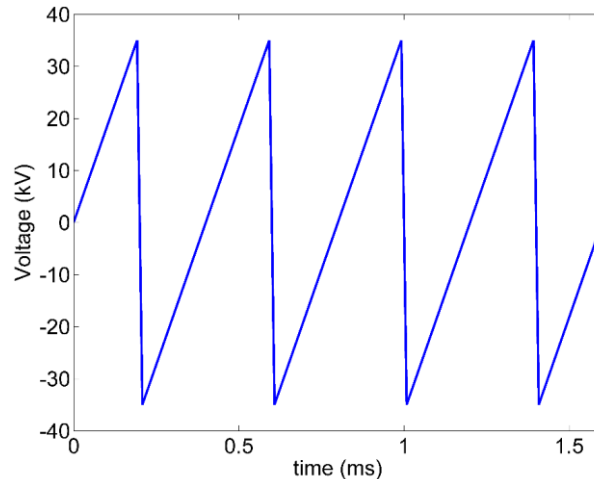


Figure 3.9 – Tension en dent-de-scie positive appliquée sur l'électrode exposée.

Le coefficient du matériel diélectrique est de 4.0 et correspond au cas expérimental de Demers [57]. Toutefois, il est à noter que la géométrie utilisée pour les simulations ne correspond pas exactement au cas expérimental, le maillage uniforme utilisé et le domaine de calcul réduit ne permettant pas de modéliser un cas réel complet.

3.4 Application du modèle pour simulations CFD en aéronautique

L'interaction entre le fluide neutre et le plasma est extrêmement complexe et ne peut être considérée complètement que par un code numérique couplant complètement les équations de Navier-Stokes compressibles avec les équations régissant le plasma. Toutefois, cette approche requiert énormément de ressource de calcul pour un cas pratique en aéronautique. Par exemple, Unfer et Boeuf [141, 142] ont seulement réalisés des simulations couplées pour un actionneur sur une plaque plane. Dans cette perspective, une alternative possible est de calculer une distribution de champ de force pour une vitesse d'écoulement donnée avec un code couplé pour un cas simple sur une plaque plane. Ensuite, le champ de force obtenu est introduit, localement (à l'emplacement désiré) dans un écoulement comme un terme source pour réaliser des simulations CFD pratiques. Cette nouvelle approche, quoiqu'approximative, permettrait de construire des banques de données de champ de force pour différents vitesses d'écoulement afin de réaliser des simulations CFD pour différentes conditions.

L'introduction du champ de force obtenu par le code plasma peut se faire à l'aide d'une moyenne temporelle sur un cycle A.C. pour simuler l'effet du plasma en régime stationnaire. Cette approche

fut notamment adoptée par Demers [57] et Ashrafi [25] en utilisant le modèle phénoménologique de Lemire [39]. Un facteur multiplicatif (artificiel) fut utilisé pour obtenir la force d'actionnement désirée, typiquement 0.100N/m. Une alternative possible est d'implémenter plusieurs champs de forces pour différents pas de temps d'un cycle A.C. Cette seconde approche fut utilisée pour la présente application, car elle permet de réaliser des simulations instationnaires plus représentatives de la réalité. Le logiciel de CFD commercial FLUENT fut utilisé pour simuler l'effet de la force d'actionnement sur l'écoulement en introduisant un terme source au centre de chaque cellule à l'aide d'une UDF (*User Defined Function*). La distribution de la force d'actionnement est transférée du maillage cartésien structuré du code plasma C++ vers le maillage curviligne non-structuré du logiciel FLUENT à l'aide d'une méthode adaptée à partir de la référence [38]. Pour modéliser l'effet de la variation temporelle de la force d'actionnement au cours d'un cycle A.C., seulement un nombre réduit de pas de temps est utilisé. En effet, en raison de la différence de l'échelle de temps entre le fluide neutre et le plasma, il n'est pas jugé nécessaire de représenter exactement toutes les micro-décharges d'un cycle A.C obtenues avec le modèle de type dérive-diffusion. L'approche consiste à moyenner et de répartir l'effet des micro-décharges sur un pas de temps Δt afin de seulement capturer, avec un nombre limité de pas de temps, l'allure générale de la variation temporelle de la force d'actionnement durant les simulations CFD.

Le cas considéré pour la présente application est l'étude de la transition laminaire-turbulente sur un profil Aérospatiale A à un angle d'attaque de 3° et à un nombre de Reynolds de 281 000. Ce cas correspond à celui réalisé par Demers [57] dans une de ses expériences en soufflerie. Le but est valider la performance des simulations CFD utilisant le modèle de Bœuf *et al.* (2008) et de comparer les résultats obtenus avec le modèle Bœuf *et al.* (2008) en régime instationnaire avec ceux obtenus avec le modèle phénoménologique de Lemire [39] en régime stationnaire. Il est à noter que puisque le module « Navier-Stokes » n'est pas encore opérationnel, la vitesse du fluide neutre est supposée nulle et la densité est supposée constante dans le calcul de la force d'actionnement pour le présent cas. En effet, l'imposition d'un profil de vitesse de fluide neutre de 200 m/s (sans couplage) a indiqué que la vitesse d'écoulement semble avoir un effet faible sur la force d'actionnement sans considérer un couplage partiel plasma-écoulement. Par conséquent, pour cette simulation préliminaire, il n'a pas été jugé nécessaire de considérer l'effet du fluide neutre. Pour étudier la transition laminaire-turbulente, le modèle SST de Langtry-Menter avec transition [183] est utilisée pour réaliser les simulations numériques. Les mêmes conditions limites que dans la référence [57]

furent utilisées. L'intensité de la turbulence à l'entrée du domaine est de 0.255% et le ratio de viscosité est de 1.0 pour obtenir l'intensité turbulente expérimentale de 0.21% en amont du bord d'attaque. Le profil d'aile possède un angle d'attaque de 3° avec une vitesse d'écoulement uniforme de 14.85m/s à l'entrée du domaine. Le maillage a été adapté à partir du maillage de Demers [57] avec un raffinement supplémentaire au niveau de la zone de l'actionneur plasma afin de représenter plus fidèlement la distribution de la force d'actionnement. Le terme source est positionné à 26% de la corde afin d'agir sur la bulle de séparation laminaire et correspond à la position de l'actionneur lors des essais expérimentaux. Les résultats de ce cas d'application pratique sont présentés dans la section 4.2.

3.5 Améliorations du modèle

Le modèle présentement implémenté possède une chimie très élémentaire avec des corrélations très simples pour certains coefficients. L'objectif du mémoire étant d'implémenter un modèle capable de tenir compte notamment de l'effet de la pression, de la température et de l'humidité de l'air sur la force d'actionnement, divers améliorations sont nécessaires. Également, en raison du maillage uniforme utilisé et du domaine de calcul réduit, la géométrie n'est pas pleinement prise en compte. Une possibilité pour considérer l'effet de la température et de la pression est d'utiliser des coefficients de taux de réaction de type Arrhenius et des corrélations plus complexes pour les mobilités ioniques. Également, l'effet de l'humidité de l'air peut être pris en compte en considérant la chimie de l'eau. Finalement, l'intégration d'un maillage non-uniforme permettrait de mieux considérer la géométrie de l'actionneur. Ces pistes d'amélioration sont discutées plus en détails dans le Chapitre 5.

Chapitre 4 RÉSULTATS

Ce chapitre présente les résultats numériques obtenus avec les simulations réalisées. La section 4.1 présente les résultats obtenus pour les différents cas de vérification alors que la section 4.2 présente ceux obtenus pour l'exemple d'application en aéronautique.

4.1 Résultats des simulations pour les cas de vérification

Cette section décrit les résultats numériques obtenus pour les différents cas de test présentés à la section 3.3. La durée de calcul varie d'un cas à l'autre et dépend notamment du temps de simulation et de l'amplitude de la tension appliquée. À titre indicatif, le temps de calcul pour les cas 1 à 4 est de l'ordre d'une journée alors que le temps de calcul pour les cas 5, 6 et 7 est de l'ordre d'une semaine sur un processeur i7 de 3.60 GHz et avec 16.0 GO de RAM.

4.1.1 Cas 1 : Décharge pour une rampe négative dans l'air

Courant de décharge

La Figure 4.1 montre l'évolution du courant au niveau de l'électrode cachée pour le cas indiqué sur une durée de $50 \mu s$. La simulation montre que les multiples micro-décharges d'une décharge négative sont reproduites par le modèle plasma implémenté. Les micro-décharges sont de faible amplitude mais de haute fréquence, tel qu'observé expérimentalement lors d'une décharge négative. Aussi, les résultats montrent qu'un régime quasi-continu est atteint après environ 30-35 μs . Les résultats obtenus avec la présente implémentation sont comparés avec ceux obtenus par Lagmich *et al.* [139] (Figure 4.2). Globalement, les résultats obtenus par le modèle implémenté reproduisent ceux de Lagmich *et al.* [139]. Les légères différences observées peuvent notamment être expliquées par certaines ambiguïtés au niveau des conditions initiales et des valeurs des coefficients de transport utilisées par Lagmich *et al.* Aussi, le délai pour l'initialisation de la première décharge observée à la Figure 4.2a) pourrait être expliqué par l'utilisation d'un nombre initial de densité différent par Lagmich *et al.*, la reproduction exacte des résultats étant difficile par manque d'information détaillée sur certains paramètres.

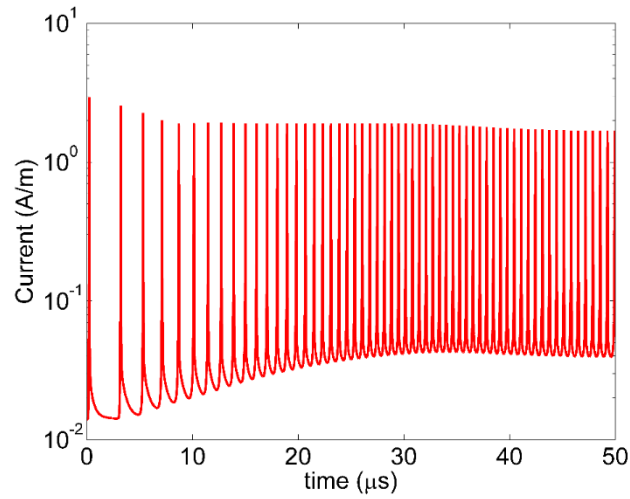


Figure 4.1 – Évolution du courant au niveau de l'électrode cachée en fonction du temps pour une rampe de tension négative dans l'air.

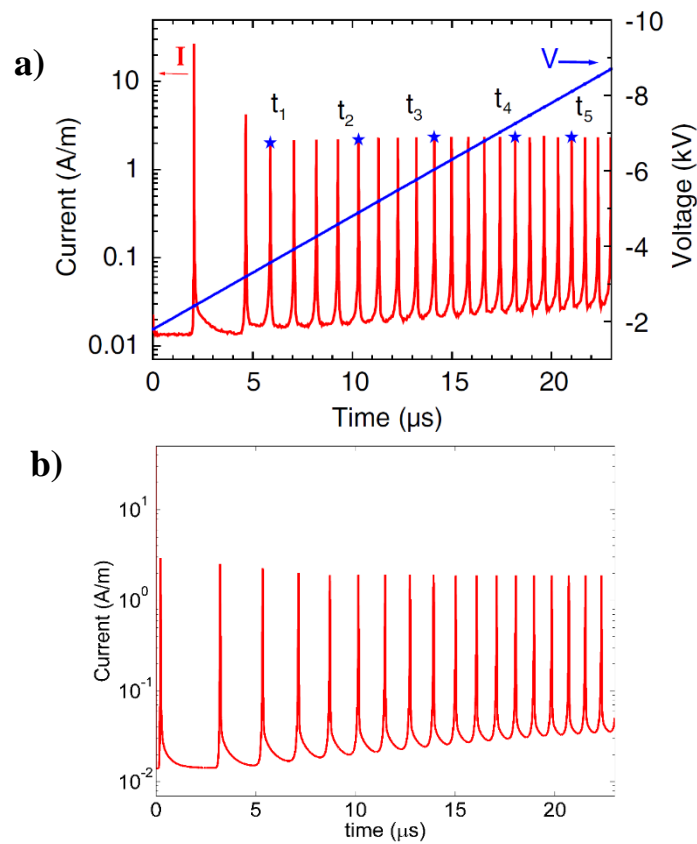


Figure 4.2 – Réplication des résultats de Lagmich *et al.* [139, 184] (a) avec la présente implémentation (b) pour une rampe de tension négative dans de l'air. Reproduit à partir de la référence [184], avec permission.

Force d'actionnement

L'évolution de la force d'actionnement totale en x et en y correspondant à la décharge négative est illustrée à la Figure 4.3 et à la Figure 4.4. Les résultats montrent que la force d'actionnement en x est positive lors d'une décharge négative supportant ainsi la description *push-push* observée expérimentalement et obtenue numériquement par Bœuf *et al.* [139-142]. De plus, les pics de force d'actionnement sont plus intenses dans la direction verticale que dans la direction horizontale, mais la force d'actionnement entre les décharges est plus importante dans la direction horizontale que dans la direction verticale. Également, les résultats montrent que la force d'actionnement totale en y est toujours négative lors d'une décharge négative. À noter aussi que les pics de force d'actionnement correspondent aux pics de courant à la Figure 4.1. Comme pour l'évolution du courant, un régime quasi-périodique de la force d'actionnement est atteint après 30-35 μs .

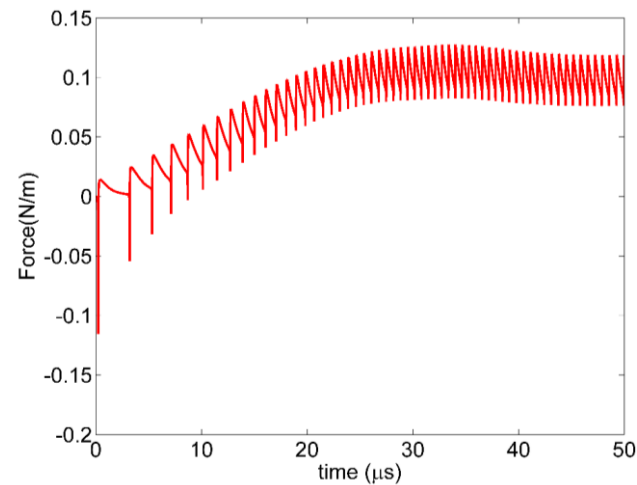


Figure 4.3 – Évolution de la force totale d'actionnement en x en fonction du temps pour une rampe de tension négative dans l'air.

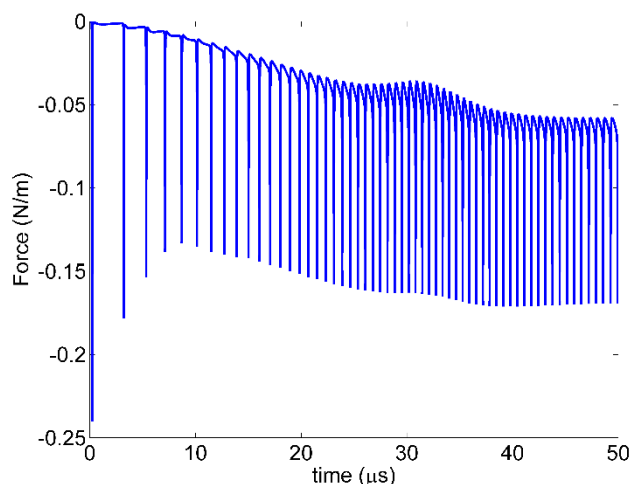


Figure 4.4 – Évolution de la force totale d'actionnement en y en fonction du temps pour une rampe de tension négative dans l'air.

Nombre de densité des espèces chargées

La Figure 4.5 montre le nombre de densité des électrons, des ions positifs et des ions négatifs au cours de la micro-décharge entre 13.5 et $14.5\mu\text{s}$. Le nombre de densité est indiqué sur une échelle logarithmique en base 10. Globalement, la distribution des espèces chargées est similaire à celle de Lagmich [184] pour une décharge négative dans l'air. Les résultats montrent que la décharge est initiée proche de l'extrémité droite de l'électrode exposée et se déplace vers la droite après initiation. Également, les ions négatifs sont fortement repoussés vers la droite en raison de la tension appliquée sur l'électrode exposée. Aussi, la micro-décharge est de faible intensité, le nombre de densité des espèces demeurant relativement faible sauf dans une petite région proche de l'extrémité droite de l'électrode exposée. Également, la distribution des ions confirment la nature diffuse de la décharge avant. En raison de leur grande mobilité, les électrons se dispersent rapidement et leur présence n'est observable que pour une courte période. Ce comportement contraste avec celui des ions positifs et négatifs plus lourds et dont moins mobiles.

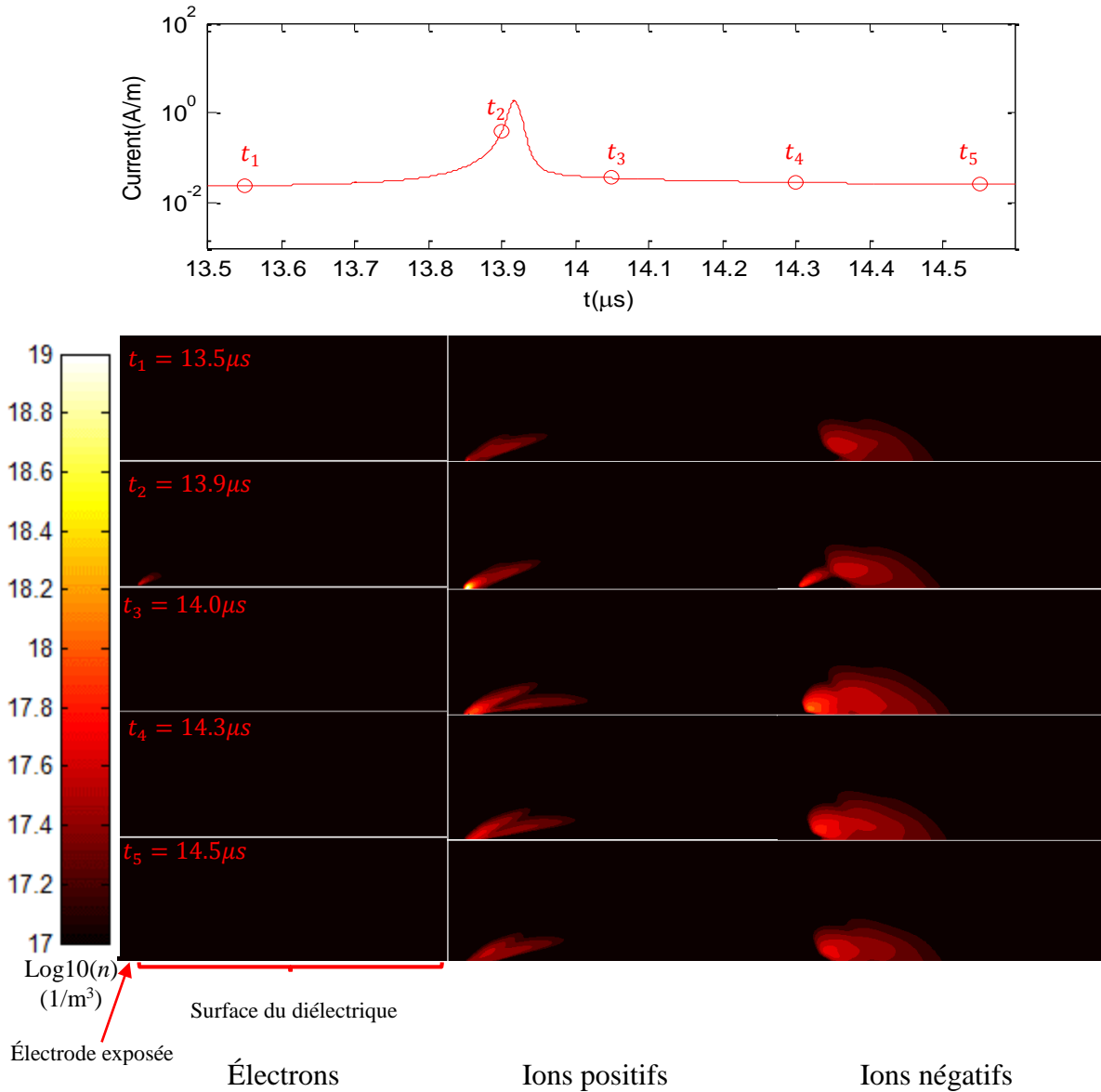


Figure 4.5 – Évolution du nombre de densité des électrons, des ions positifs et des ions négatifs durant une micro-décharge pour une rampe de tension négative dans l'air.

4.1.2 Cas 2 : Décharge pour une rampe négative dans l'azote

Courant de décharge

La Figure 4.6 montre l'évolution du courant au niveau de l'électrode cachée pour une décharge négative dans de l'azote. L'évolution du courant est similaire comparativement au cas avec de

l'oxygène et présente une série de micro-décharges. En effet, des pics de courant de faible intensité mais à haute fréquence sont observés. Toutefois, le courant entre les micro-décharges est beaucoup plus faible. Également, la fréquence des micro-décharges est légèrement plus faible comparativement à une décharge dans de l'air. Ainsi, la présence d'ions négatifs peut modifier les caractéristiques d'une décharge négative d'une façon non négligeable. Ces résultats confirment ainsi l'importance des ions négatifs dans la modélisation du plasma.

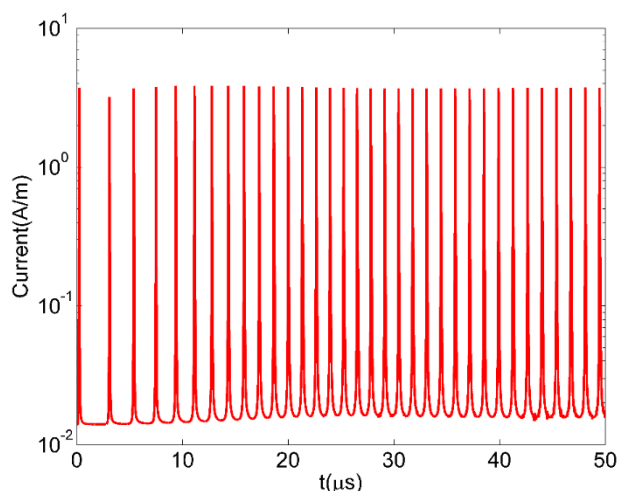


Figure 4.6 – Évolution du courant au niveau de l'électrode cachée en fonction du temps pour une rampe de tension négative dans l'azote.

Force d'actionnement

L'évolution de la force d'actionnement totale en x et en y correspondant à la décharge négative dans de l'azote est illustrée à la Figure 4.7 et Figure 4.8. L'évolution de la force d'actionnement est sensiblement différente comparativement au cas avec de l'air. En absence d'ions négatifs, la force d'actionnement positive en x entre les micro-décharges n'est plus présente et la force d'actionnement en x devient même négative entre les micro-décharges. Également, la force d'actionnement en y entre les micro-décharges devient négligeable dans l'azote en raison de l'absence d'ions négatifs. Ainsi, ces résultats confirment que la présence d'ions négatifs est essentielle à la modélisation de la force d'actionnement et supporte la décision de sélectionner le modèle de Bœuf *et al.* [139-142] à quatre espèces chimiques.

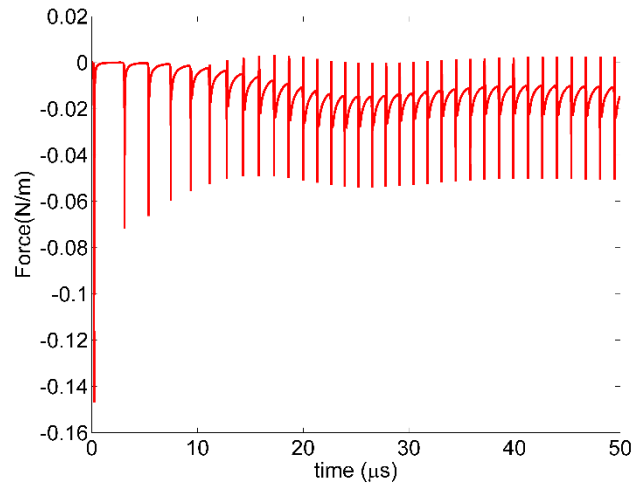


Figure 4.7 – Évolution de la force totale d'actionnement en x en fonction du temps pour une rampe de tension négative dans l'azote.

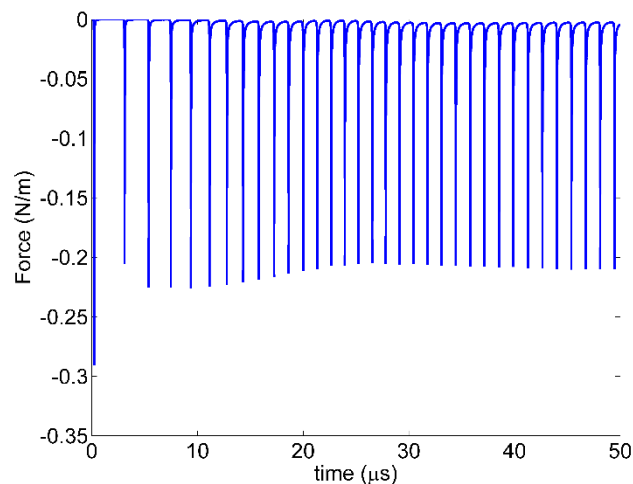


Figure 4.8 – Évolution de la force totale d'actionnement en y en fonction du temps pour une rampe de tension négative dans l'azote.

Nombre de densité des espèces chargées

Les nombres de densité des électrons et des ions positifs sont respectivement illustrés à la Figure 4.9. Le nombre de densité est indiqué sur une échelle logarithmique en base 10. Comme pour le cas avec l'air, la décharge est de faible intensité. Le comportement des ions positifs est toutefois différent en l'absence d'ions négatifs. Ainsi, la présence d'ions négatifs affecte significativement le comportement des autres espèces chargées. Ainsi, ces résultats confirment le fait qu'un modèle

à trois espèces est trop simpliste pour modéliser adéquatement une décharge au plasma dans de l'air.

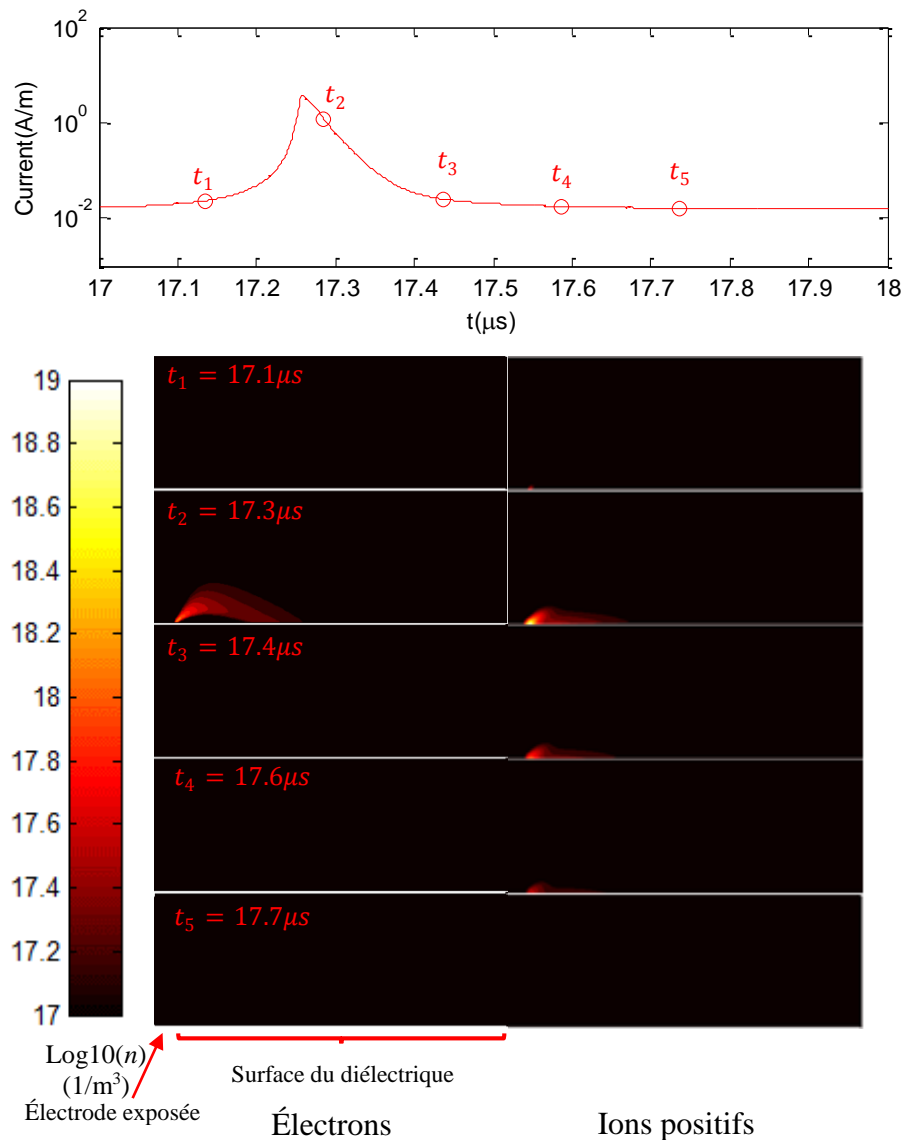


Figure 4.9 – Évolution du nombre de densité des électrons et des ions positifs durant une micro-décharge pour une rampe de tension négative dans l'azote.

4.1.3 Cas 3 : Décharge pour une rampe positive dans l'air

Courant de décharge

La Figure 4.10 montre l'évolution du courant au niveau de l'électrode cachée pour une décharge positive dans de l'air pendant une durée de 100μ s. Deux pics de courant intenses sont observés

après 40 et 80 μs . Également, les résultats montrent qu'une décharge positive a des caractéristiques significativement différentes d'une décharge négative. Le nombre de micro-décharges est beaucoup plus faible au profit d'un nombre limité de micro-décharges beaucoup plus intenses. Ces résultats confirment la nature filamentaire d'une décharge positive. La Figure 4.11 compare les résultats obtenus avec la présente implémentation avec ceux obtenus par de Lagmich *et al.*[139]. Contrairement pour le cas d'une décharge négative, des différences significatives sont observées entre les deux implémentations.

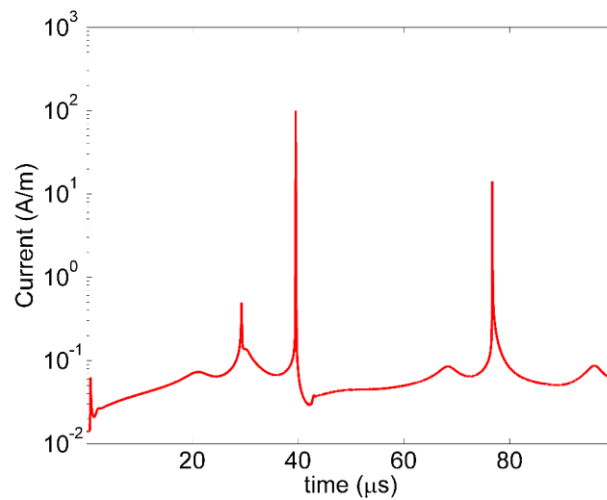


Figure 4.10 – Évolution du courant au niveau de l'électrode cachée en fonction du temps pour une rampe de tension positive dans l'air.

Considérant que l'implémentation actuelle du modèle plasma reproduit bien les caractéristiques d'une décharge négative, il devient nécessaire de s'attarder aux raisons pouvant expliquer les divergences observées lors d'une décharge positive. La raison probable vient des valeurs des coefficients d'ionisation et d'attachement utilisées. Ces coefficients sont déterminés à l'aide du solveur *BOLSIG+*. Les valeurs obtenues par la présente implémentation sont comparées avec celles obtenues (également à l'aide de *BOLSIG+*) par Lagmich *et al.* [139] à la Figure 4.12. Le coefficient d'ionisation α est bien reproduit, en revanche une différence notable est observée en ce qui concerne le coefficient d'attachement η . Un mélange oxygène (22%) et azote (78%) à 300K fut considéré pour représenter l'air. Toutefois, il n'a pas été possible d'obtenir les mêmes valeurs que celles utilisées par Lagmich *et al.*[139] avec le solveur *BOLSIG+*. Cette différence vient possiblement d'utilisation de différentes valeurs pour la section efficace d'attachement des espèces considérées. En effet, le solveur *BOLSIG+* détermine les valeurs des coefficients

d'ionisation/d'attachement à partir de valeurs de section efficace que l'utilisateur peut modifier. Pour la présente simulation, les valeurs des sections efficaces n'ont pas été modifiées et proviennent directement des références [180] et [181]. Dans le cas où il y a eu modifications, il n'est pas clair comment ni pourquoi les sections efficaces ont été modifiées par Lagmich *et al* [139]. Entre autres, il est très difficile de reproduire les courbes des coefficients d'ionisation et/ou d'attachement obtenues par d'autres équipes de chercheurs sans information détaillée sur les paramètres et les sections efficaces utilisées. Puisqu'il n'a pas été possible d'obtenir les valeurs des coefficients utilisées par Lagmich *et al.* [139], il n'a pas été possible de reproduire exactement la décharge. Donc, le modèle implémenté ne présente pas de problème apparent, les différences observées provenant d'une différence au niveau des coefficients utilisés. Un autre point est que la Figure 4.12 indique un intervalle de champ réduit entre 0 et 600V/cm/Torr. Or, il s'est avéré que cet intervalle était largement insuffisant pour les besoins de la présente simulation et un intervalle entre 0 et 2500V/cm/Torr fut utilisé pour réaliser les simulations présentées dans ce mémoire. Les valeurs des coefficients sont interpolées linéairement à partir des tables de correspondances créées avec *BOLSIG+*. Par précaution, les valeurs hors-limites sont simplement plafonnées et non extrapolées. Également, il n'est pas clair si la valeur de ces coefficients a été plafonnée ou extrapolée dans Lagmich *et al.* [139]. Ces ambiguïtés affectent le terme source des équations de transport et affectent donc la modélisation et les caractéristiques de la décharge.

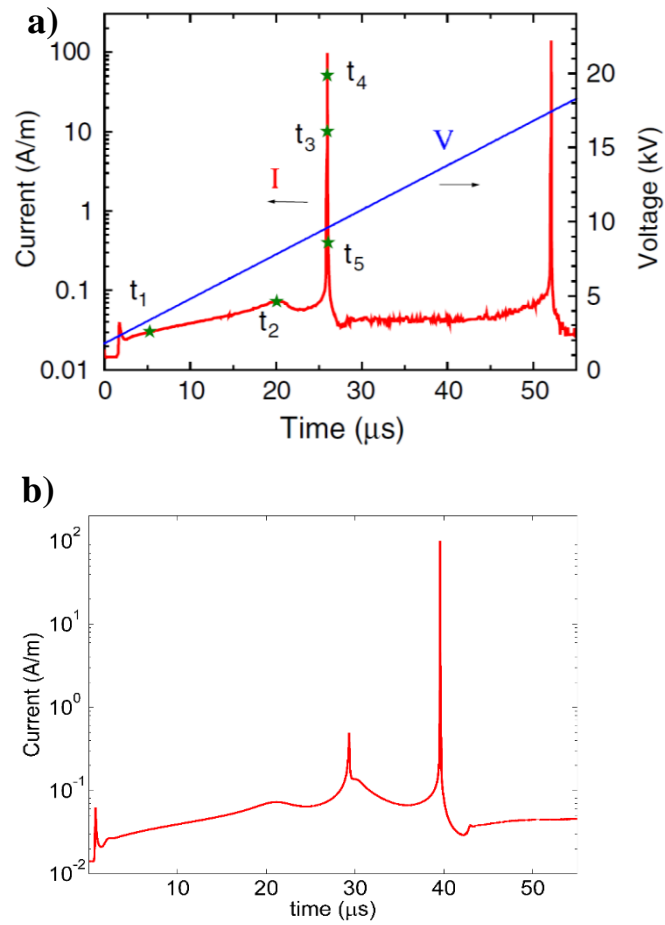


Figure 4.11 – Comparaison des résultats de Lagmich *et al.* [139, 184] (a) et ceux obtenus avec la présente implémentation (b) pour une rampe de tension positive dans de l'air. Reproduit à partir de la référence [184], avec permission.

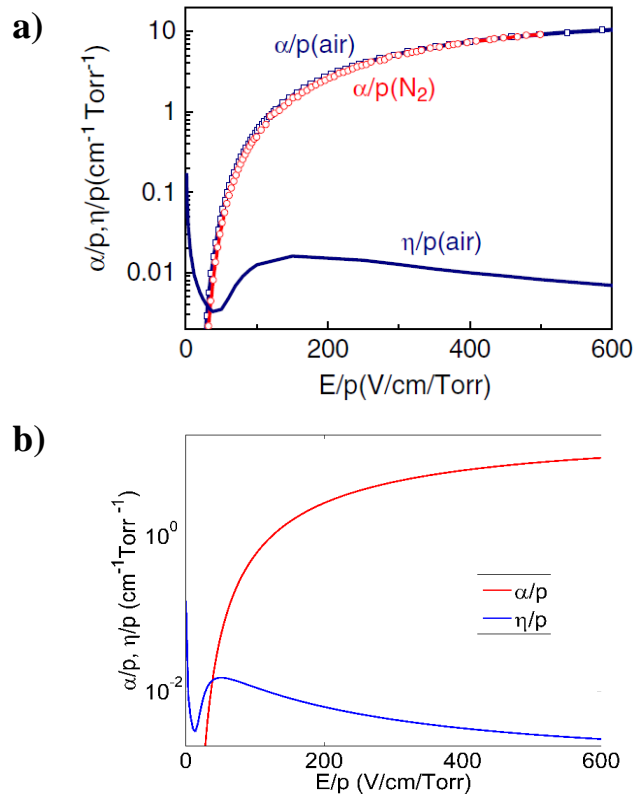


Figure 4.12 – Comparaison des valeurs des coefficients d’ionisation et d’attachement obtenues par Lagmich *et al.* [139] (a) avec celles utilisées par la présente implémentation (b). Reproduit à partir de la référence [139], avec permission de AIP Publishing.

Force d’actionnement

La Figure 4.13 et Figure 4.14 montrent respectivement la force d’actionnement totale en x et en y pour une décharge positive. Deux pics de forces très intenses (mais de très courte durée), correspondant aux pics de courant, sont observés. Toutefois, la contribution de ces pics de force à la force moyenne est faible considérant la courte durée de l’impulsion. Également, on observe que la force d’actionnement en x est positive et la force d’actionnement en y est négative lors d’une décharge positive.

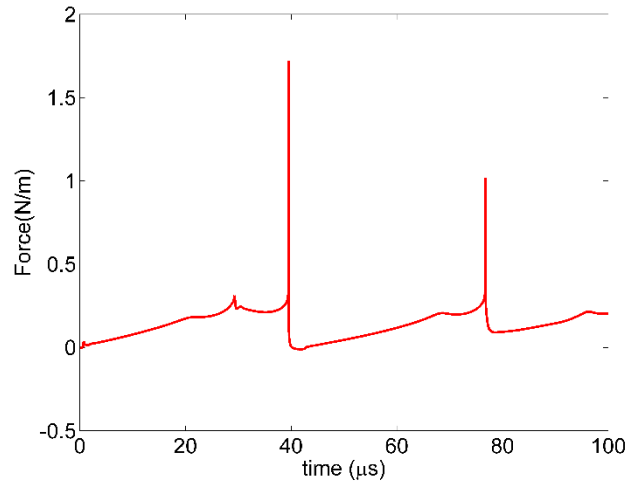


Figure 4.13 – Évolution de la force totale d'actionnement en x en fonction du temps pour une rampe de tension positive dans de l'air.

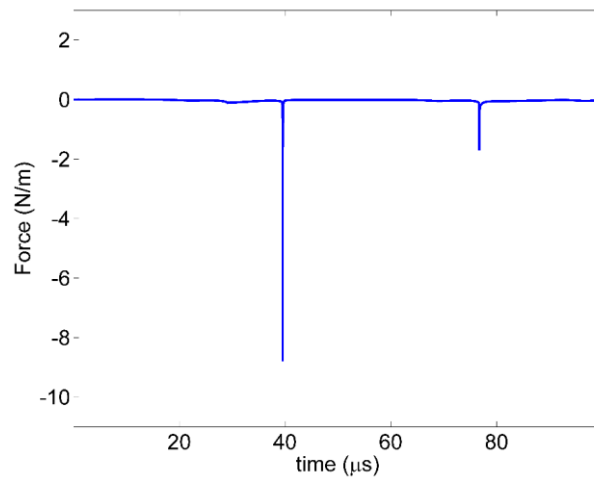


Figure 4.14 – Évolution de la force totale d'actionnement en y en fonction du temps pour une rampe de tension positive dans de l'air.

Nombre de densité des espèces chargées

La Figure 4.15 montre le nombre de densité des électrons, des ions positifs et des ions négatifs au cours de la seconde micro-décharge. Le nombre de densité est indiqué sur une échelle logarithmique en base 10. Globalement, la distribution des espèces chargées est similaire à celle de Lagmich [184] pour une décharge positive dans l'air. Les résultats montrent que l'intensité de la décharge est plus intense que dans le cas d'une rampe négative. On observe en effet que le

nombre de densité des espèces chargées atteint des niveaux plus élevés sur une bonne partie du domaine (voir échelle du nombre de densité à gauche). Aussi, comparativement à la Figure 4.5, la Figure 4.15 montrent que la trajectoire des ions durant une décharge positive (arrière) est plus définie, ce qui est consistant avec les observations expérimentales indiquant une nature filamentaire lors d'une décharge positive et diffuse lors d'une décharge négative. Encore une fois, en raison de leur grande mobilité, les électrons sont dispersés rapidement entre les micro-décharges et sont observables que pendant une courte durée. Les ions positifs et les ions négatifs étant plus lourds et moins mobiles sont observables beaucoup plus longtemps.

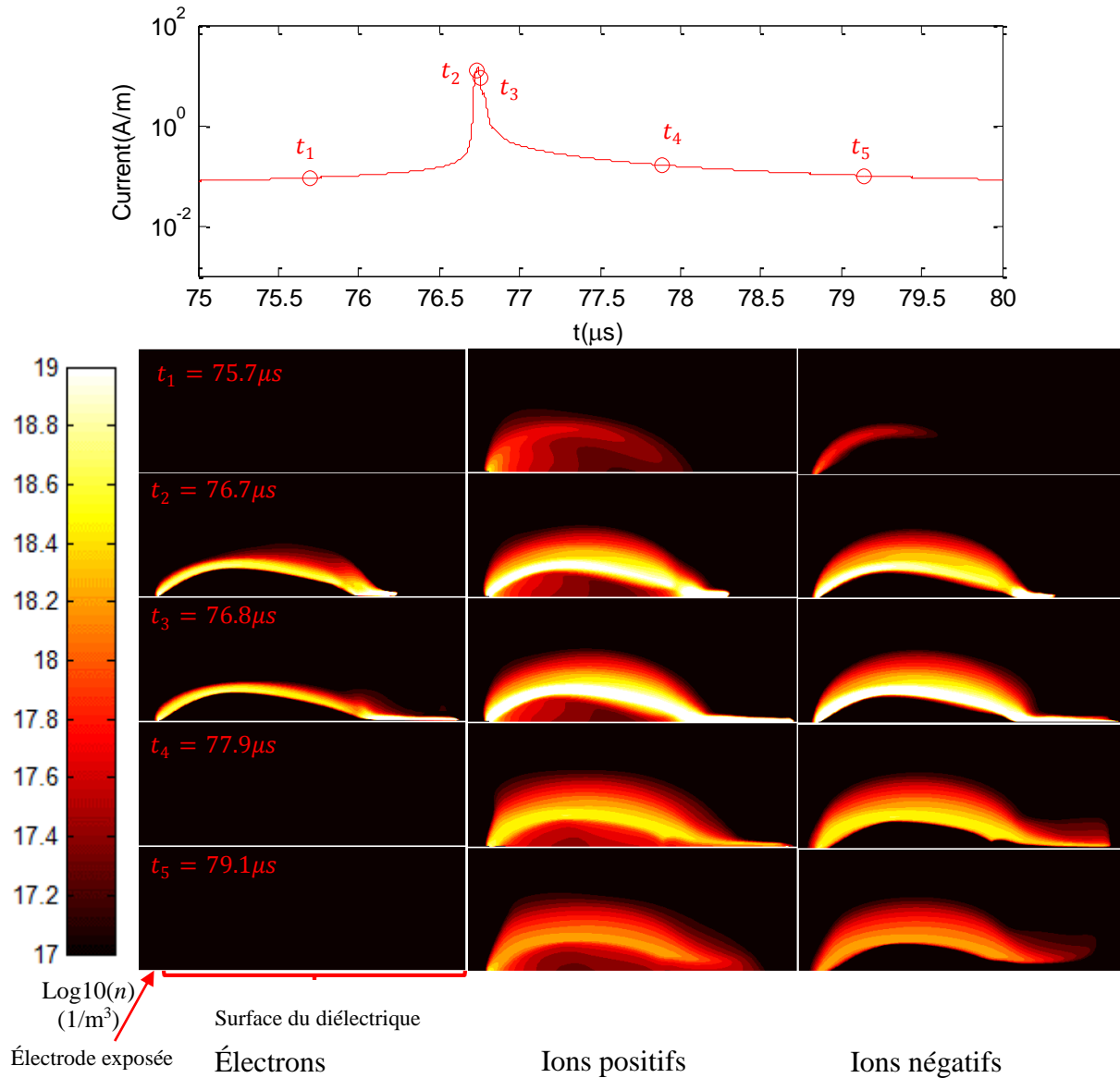


Figure 4.15 – Évolution du nombre de densité des électrons, des ions positifs et des ions négatifs durant une micro-décharge pour une rampe de tension positive dans l'air.

4.1.4 Cas 4 : Décharge pour une rampe positive dans l'azote

Courant de décharge

La Figure 4.16 montre l'évolution du courant au niveau de l'électrode cachée en fonction du temps pour une décharge positive dans l'azote. Les résultats montrent qu'il y a un pic de courant à tous les $25\text{-}30 \mu s$ et qu'un régime périodique est rapidement atteint. Aussi, les micro-décharges sont de

haute intensité mais de faible fréquence comparativement à une décharge négative. Le comportement obtenu est donc typique d'une décharge positive.

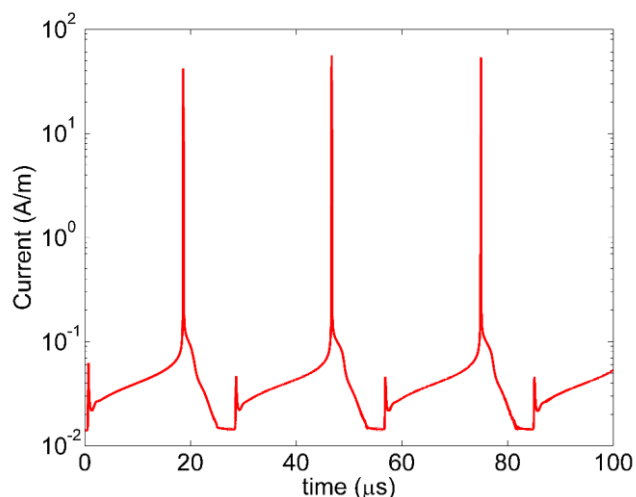


Figure 4.16 – Évolution du courant au niveau de l'électrode cachée en fonction du temps pour une rampe de tension positive dans l'azote.

Figure 4.17 montre que la présente implémentation réplique bien une décharge positive dans l'azote. Le résultat obtenu avec la présente implémentation est toutefois beaucoup moins bruité que celui obtenu originalement par Lagmich [184]. Une différence au niveau du pas de temps utilisé pourrait expliquer en partie ce phénomène. Aussi, il est possible d'observer que la décharge est initiée légèrement plus rapidement avec la présente implémentation, ce qui peut être expliquée par une légère différence au niveau des conditions initiales. Les mêmes conditions initiales pour les nombre de densités sont utilisées pour toutes les simulations présentées dans cette section pour fin de consistance. À noter que la reproduction exacte des résultats de la simulation est difficile sans information détaillée et complète sur tous les paramètres pertinents utilisées. À mentionner également que la capacité du modèle implémenté à reproduire fidèlement une décharge positive dans l'azote, contrastant fortement avec les résultats pour une décharge positive dans de l'air, renforce l'idée que les disparités observées précédemment sont uniquement dues à une différence au niveau des valeurs du coefficient d'attachement par électron utilisées dans la modélisation de la décharge. En effet, l'azote étant non-électronégatif, le coefficient d'attachement par électron n'est évidemment pas considéré pour une simulation dans de l'azote pur. Les résultats ainsi obtenus renforcent l'idée que la présente implémentation ne contient pas d'erreur et reproduit fidèlement

les micro-décharges. Un effort supplémentaire doit être toutefois réalisé pour tenter de répliquer les coefficients d'attachement obtenus par Lagmich *et al.* [139].

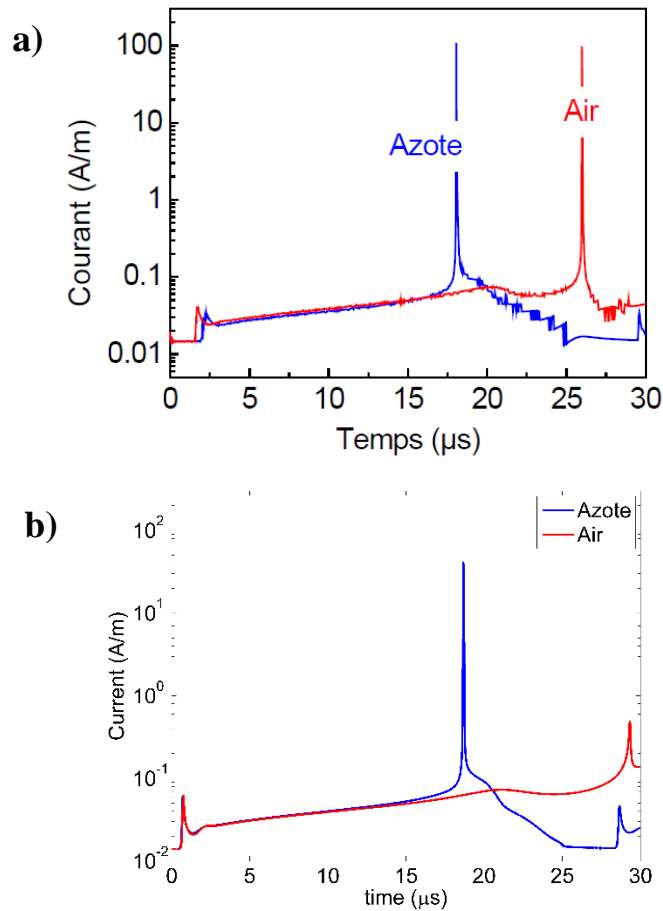


Figure 4.17 – Réplication des résultats de Lagmich [184] (a) avec la présente implémentation (b) pour une rampe de tension positive dans de l'azote. Reproduit à partir de la référence [184], avec permission.

Force d'actionnement

Les forces d'actionnement totales en x et y sont respectivement montrées à la Figure 4.18 et à la Figure 4.19. Comme pour le cas avec de l'air, les pics de force correspondent aux pics de courant à la Figure 4.16. La force d'actionnement en x est positive alors que la force d'actionnement en y est négative lors d'une décharge positive dans de l'azote.

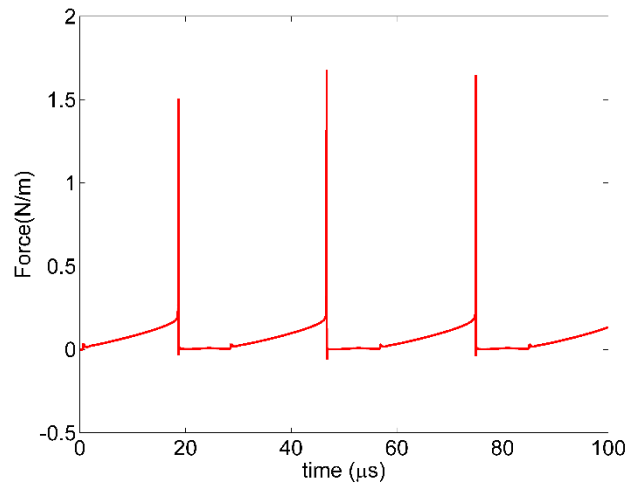


Figure 4.18 – Évolution de la force d'actionnement en x en fonction du temps pour une rampe de tension positive dans de l'azote.

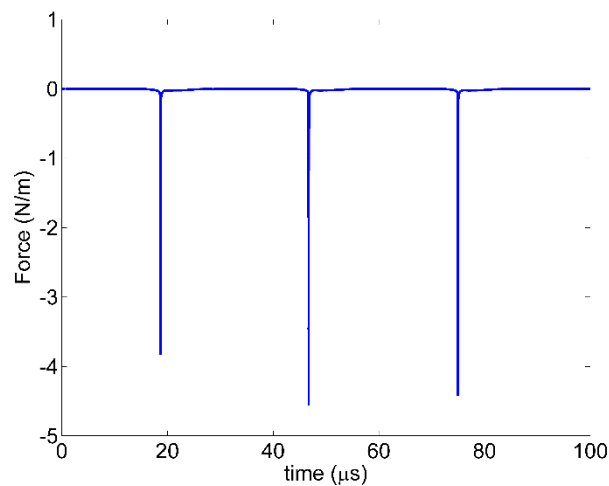


Figure 4.19 – Évolution de la force d'actionnement en y en fonction du temps pour une rampe de tension positive dans de l'azote.

Nombre de densité des espèces chargées

La Figure 4.20 montre le nombre de densité des électrons et des ions positifs lors de la micro-décharge entre 45 et 50 μs (deuxième micro-décharge). Le nombre de densité est indiqué sur une échelle logarithmique en base 10. La micro-décharge est de forte intensité et possède des caractéristiques différentes d'une décharge positive dans de l'air démontrant une fois de plus le rôle primordiale des ions négatifs dans la simulation d'un plasma collisionnel dans de l'air. La

micro-décharge est intense, typique d'une décharge positive, mais le nombre de densité des espèces chargées demeurent plus localisé proche de l'électrode exposée.

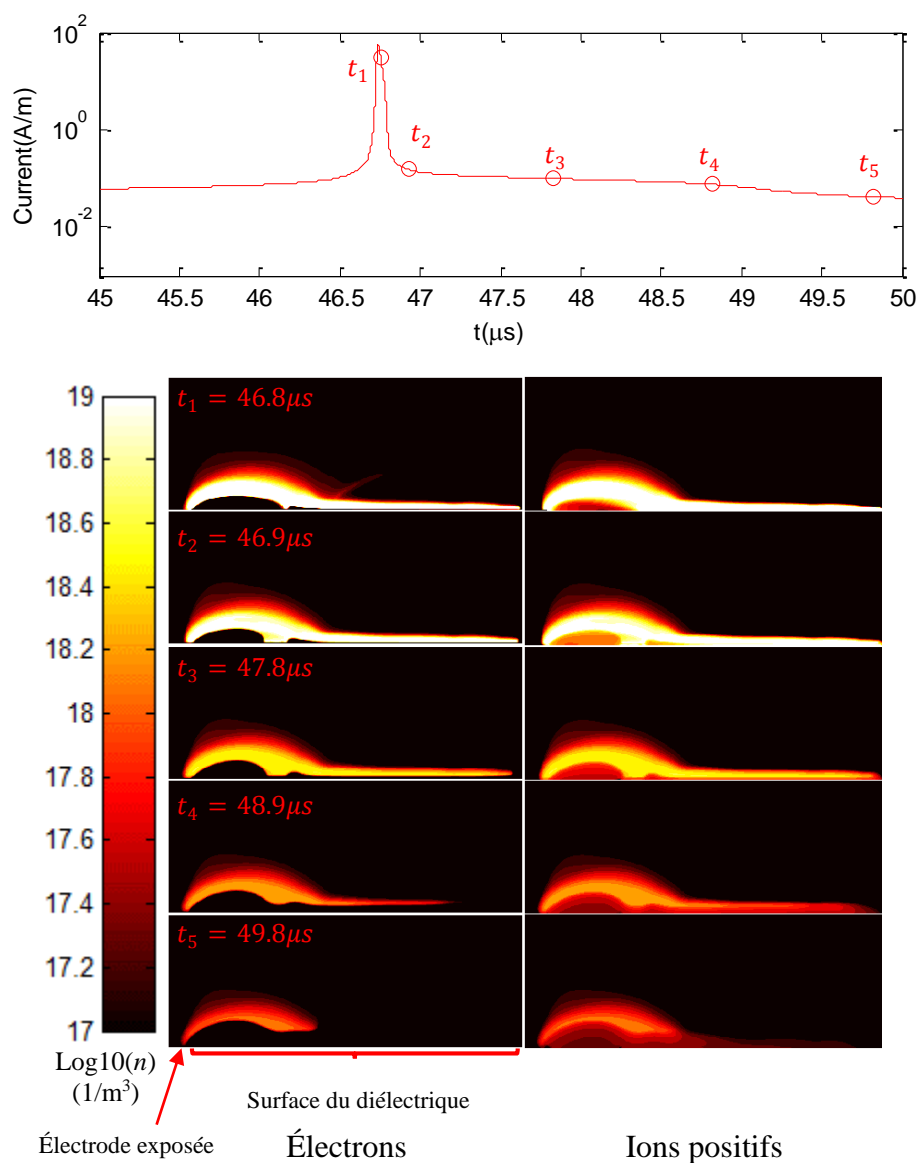


Figure 4.20 – Nombre de densité des électrons et des ions positifs durant une micro-décharge pour une rampe de tension positive dans l'azote.

4.1.5 Cas 5 : Décharge pour une tension sinusoïdale dans l'air

Courant de décharge

La Figure 4.21 montre l'évolution du courant (échelle logarithmique) au niveau de l'électrode cachée pour une tension sinusoïdale appliquée sur l'électrode exposée. Les résultats indiquent qu'un régime périodique est atteint très rapidement de sorte qu'une simulation sur quelques cycles A.C. est suffisante pour obtenir une représentation fidèle de la décharge. Les caractéristiques générales d'une décharge avec tension appliquée de forme sinusoïdale sont reproduites. Notamment, les micro-décharges filamenteuses de la décharge positive sont reproduites avec un nombre limité de pics de courant de forte intensité. Également, la simulation réplique la décharge négative, plus diffuse, avec un grand nombre de micro-décharges de plus faible amplitude mais de plus haute fréquence.

Les résultats de la Figure 4.21 se comparent favorablement à ceux présentés à la Figure 2.4 (Bœuf *et al.* [140]). Toutefois, il est à noter qu'une géométrie différente fut utilisée par Bœuf *et al.* [140]. La même géométrie fut gardée pour la simulation présentée à la Figure 4.21 afin de comparaison avec les autres cas de simulation présentés dans cette section. De même, les coefficients d'attachement utilisés sont différents que ceux utilisés par Bœuf *et al.* [140] puisqu'il n'a pas été possible d'obtenir les mêmes valeurs avec le logiciel *BOLSIG+* en utilisant les données de base pour les sections efficaces. La Figure 4.22 montre la même évolution du courant en échelle conventionnelle. Les résultats se comparent favorables à la Figure 2.1 pour un actionneur plasma fonctionnant dans l'air avec une tension appliquée de forme sinusoïdale. À noter toutefois que l'amplitude et la fréquence considérées sont différentes, de même que la géométrie. Toutefois, les caractéristiques générales de la décharge pour un cas sinusoïdal sont très bien reproduites.

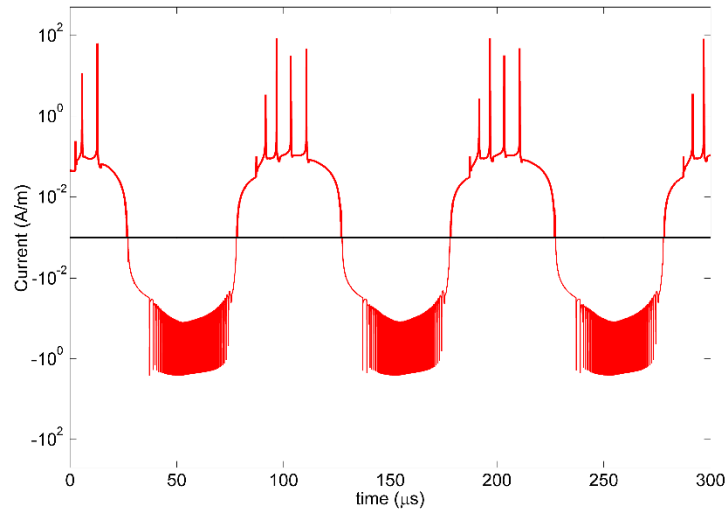


Figure 4.21 – Évolution du courant (échelle logarithmique) au niveau de l'électrode cachée en fonction du temps pour une tension sinusoïdale dans l'air.

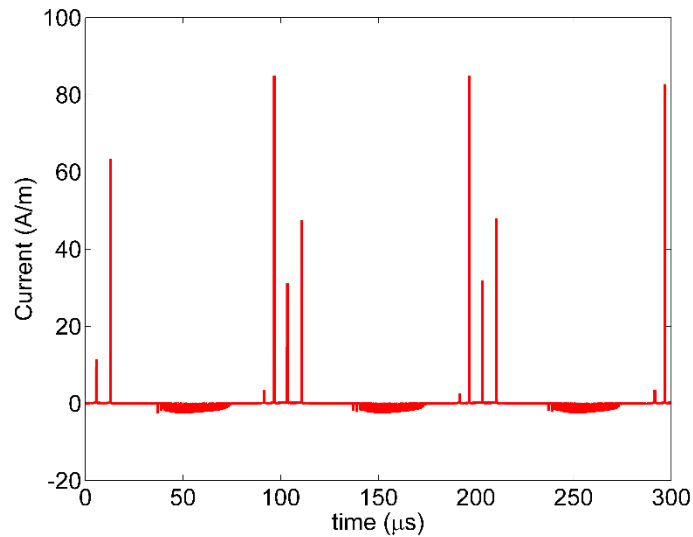


Figure 4.22 – Évolution du courant (échelle conventionnelle) au niveau de l'électrode cachée en fonction du temps pour une tension sinusoïdale dans l'air.

Force d'actionnement

Les forces totales d'actionnement en x et en y obtenues numériquement sont illustrées à la Figure 4.23 et à la Figure 4.24. Les résultats montrent que la force d'actionnement en x est positive pour les deux demi-cycles. La force moyenne obtenue est de 0.0664N/m dans la direction horizontale et -0.0393N/m dans la direction verticale. La force d'actionnement horizontale obtenue est presque

le double de la force mesurée expérimentale ($\sim 0.030\text{-}0.035\text{N/m}$) pour un cas similaire (tension de 15kV à 8kHz) [48]. La différence peut être en grande partie expliquée par le fait que la force déterminée numériquement est la force d'actionnement générée par l'actionneur F_{EHD_x} alors que la force mesurée expérimentalement F_{exp_x} est l'effet net dû à la force d'actionnement et à la force de friction $\tau_{cisaillement}$ sur la parois de l'actionneur (équation (4.1)). Selon Demers [57], 28 à 32% de la force d'actionnement est reprise par le cisaillement.

$$F_{exp_x} = F_{EHD_x} - \int \tau_{cisaillement} dx \quad (4.1)$$

Également, les pertes dues à la transformation du courant à faible tension et faible fréquence en un courant à haute tension et à haute fréquence sont également un facteur à considérer. Globalement, il est possible de conclure que le modèle est capable de reproduire l'ordre de grandeur de la force d'actionnement sans calibration artificielle, et ce, contrairement aux modèles phénoménologiques.

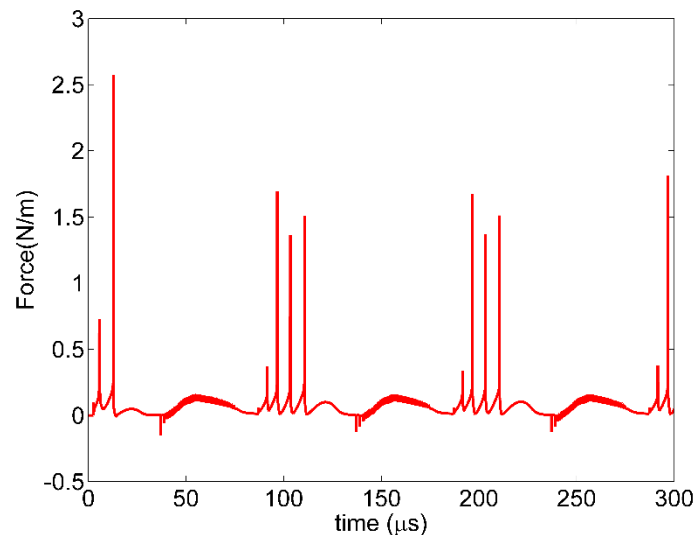


Figure 4.23 – Évolution de la force d'actionnement en x en fonction du temps pour une tension sinusoïdale dans l'air.

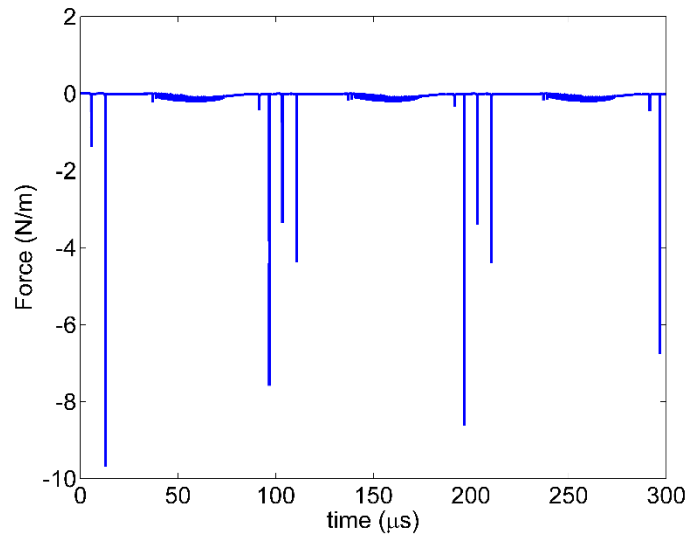


Figure 4.24 – Évolution de la force d'actionnement en y en fonction du temps pour une tension sinusoïdale dans l'air.

4.1.6 Cas 6 : Décharge pour une tension sinusoïdale dans l'azote

Courant de décharge

La Figure 4.25 montre l'évolution du courant pour une tension appliquée de forme sinusoïdale dans de l'azote. L'aspect général de la décharge dans de l'azote est très similaire à celui dans de l'air. En effet, comme pour une décharge dans l'air, les caractéristiques générales sont reproduites avec une décharge de nature diffuse pour la phase négative et une décharge de nature filamentaire pour la décharge positive.

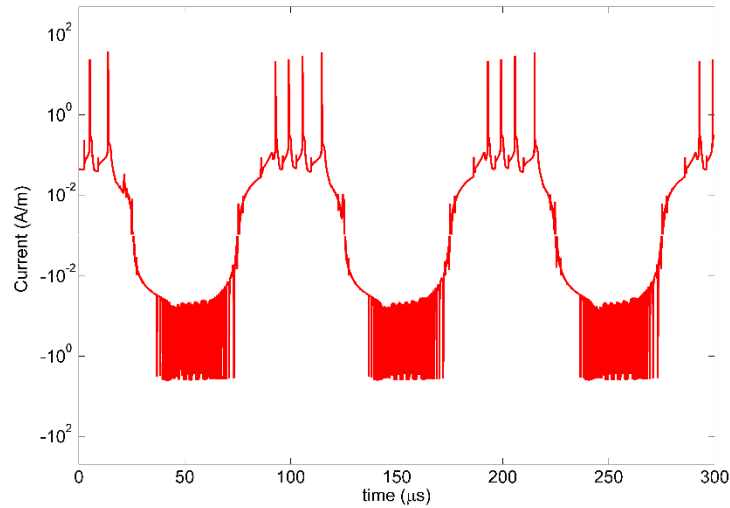


Figure 4.25 – Évolution du courant au niveau de l'électrode cachée en fonction du temps pour une tension sinusoïdale dans l'azote.

Force d'actionnement

Les forces totales d'actionnement en x et en y obtenues sont illustrées à la Figure 4.26 et à la Figure 4.27. En absence d'oxygène, le comportement de la force d'actionnement est sensiblement différent, particulièrement lors de la décharge négative. La force moyenne obtenue est de 0.0109N/m dans la direction horizontale et -0.0148N/m dans la direction verticale. Ainsi, la force d'actionnement dans l'azote pur est sensiblement plus faible que celle dans de l'air. Ce phénomène est expliqué par l'absence d'ions négatifs puisque l'azote est un gaz non-électronégatif. Ce résultat démontre encore une fois l'importance de la chimie de l'oxygène dans la modélisation de la force d'actionnement et qu'un modèle à quatre espèces est le seuil minimal pour représenter la chimie du plasma.

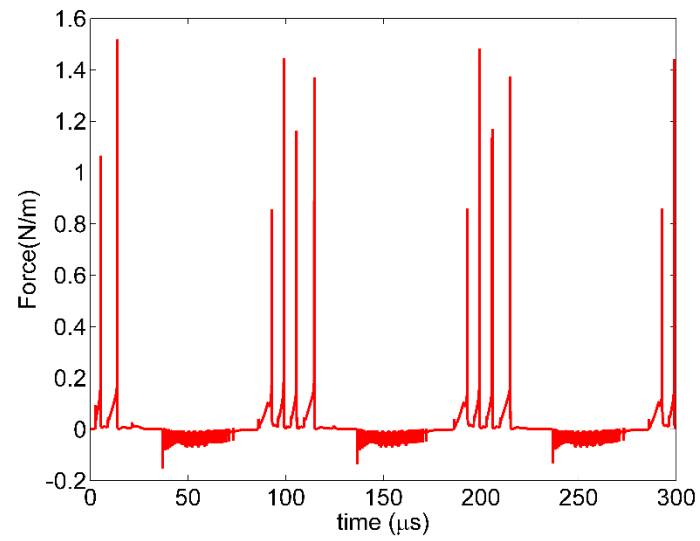


Figure 4.26 – Évolution de la force d'actionnement en x en fonction du temps pour une tension sinusoïdale dans l'azote.

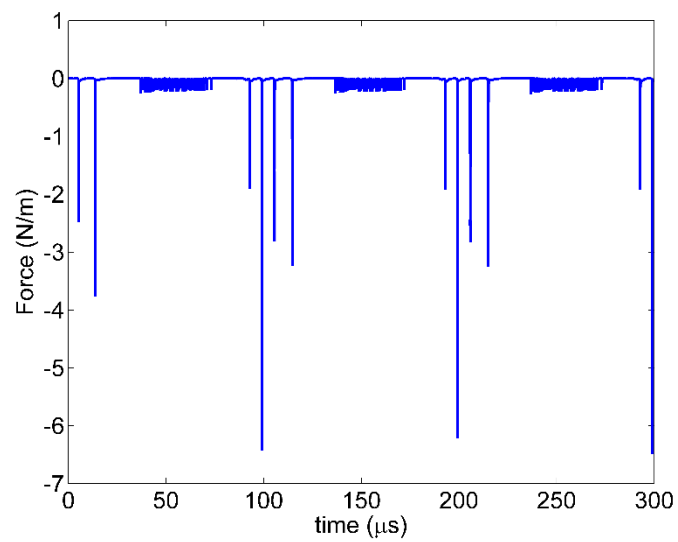


Figure 4.27 – Évolution de la force d'actionnement en y en fonction du temps pour une tension sinusoïdale dans l'azote.

4.1.7 Cas 7 : Décharge pour une tension en forme de dent-de-scie positive

Les évolutions temporelles de la force d'actionnement totale en x et en y sont respectivement présentées à la Figure 4.28 et à la Figure 4.29. Sans couplage avec l'effet du fluide neutre, les résultats montrent qu'un régime périodique est rapidement atteint après le premier cycle de la tension appliquée. Également, la force d'actionnement en x est majoritairement positive sauf pour une très courte période juste après extinction de la décharge positive. Aussi, la force d'actionnement en x est positive pendant la partie décroissante du cycle. En contrepartie, la force totale d'actionnement en y est toujours négative sur toute la période couverte par les quatre cycles.

La Figure 4.28 et la Figure 4.29 montrent que la force d'actionnement ne présente pas de pics de décharge lors de la phase positive de la tension appliquée. Ceci est expliqué par la faible fréquence utilisée. En effet, avec une fréquence de 2.5 kHz et une amplitude de 35 kV, la pente de la rampe de tension est de seulement $175V/\mu s$. Ainsi, le champ électrique ne croît pas assez rapidement pour qu'il y ait une décharge positive intense lors de la phase croissante du courant. Des pics de courant sont observés expérimentalement à la Figure 2.1 pour un cas avec une amplitude et une fréquence similaire (mais géométrie différente). La raison pour laquelle des pics de courant peuvent apparaître à une tension plus faible lors d'expérimentation peut s'expliquer par des irrégularités géométriques locales au niveau de l'électrode exposée entraînant un certain effet de pointe. Ainsi, une décharge positive locale peut se produire avec une pente de tension appliquée plus faible.

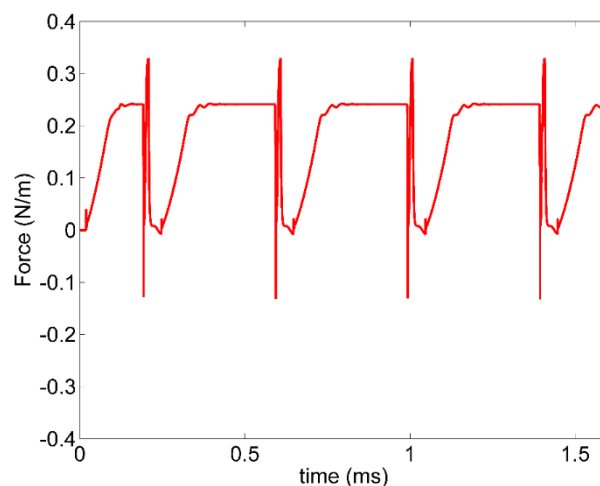


Figure 4.28 – Évolution de la force d'actionnement en x en fonction du temps pour une tension en dent-de-scie positive.

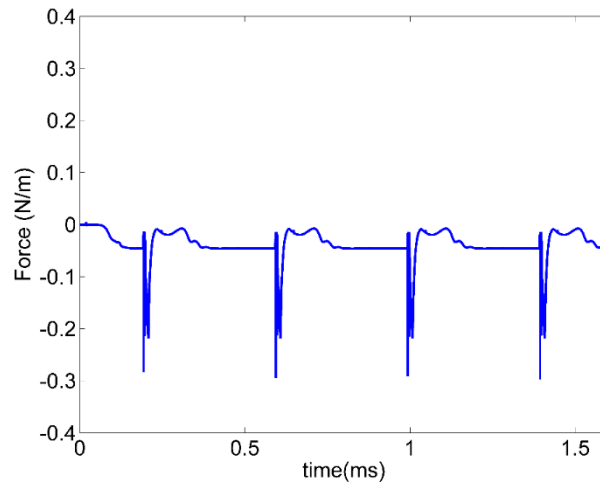


Figure 4.29 – Évolution de la force d'actionnement en y en fonction du temps pour une tension en dent-de-scie positive.

La distribution de la force d'actionnement a été moyennée sur le dernier cycle A.C de la tension appliquée. La force moyenne dans la direction horizontale est de 0.1864 N/m et celle dans la direction verticale est de -0.0402 N/m. La force d'actionnement dans la direction horizontale obtenue est proche de la valeur de 0.1095 N/m obtenue expérimentalement par Demers [57] pour une tension appliquée identique (amplitude, fréquence et forme d'onde)¹⁰. Comme pour le cas avec une tension sinusoïdale, la force d'actionnement est légèrement surestimée, mais l'ordre de grandeur est bien reproduit. Une partie de la différence peut provenir des différentes approximations du modèle plasma et de l'impossibilité, avec la présente implémentation, de tenir compte de la géométrie exacte. Une autre partie de la différence peut être expliquée par les différentes incertitudes expérimentales, la tension étant seulement mesurée avant transformation et la tension appliquée obtenue en multipliant la tension de la source d'alimentation par le facteur de transformation théorique. De plus, les imperfections de fabrication peuvent aussi affecter négativement la force d'actionnement. Considérant, les différentes incertitudes expérimentales, les résultats obtenus sont considérés satisfaisants et démontrent la validité du modèle de type dérive-diffusion.

¹⁰ Il est à noter que l'effet du cisaillement a été pris en compte dans la mesure de la force d'actionnement.

La distribution spatiale de la force d'actionnement (moyennée sur un cycle AC) par unité de volume est illustrée aux Figure 4.30 et Figure 4.31 pour les valeurs positives et aux Figure 4.32 et Figure 4.33 pour les valeurs négatives. Ainsi, la majorité de la force d'actionnement est orientée dans la direction horizontale et vers la direction positive de l'axe des x . Également, on remarque que la majorité de la force d'actionnement verticale se trouve au niveau de l'extrémité droite de l'électrode exposée (position 0). La majorité de la contribution de la force d'actionnement verticale vient d'une petite, mais importante, région où la force d'actionnement verticale (négative) est très intense de sorte que la force d'actionnement verticale totale est orientée vers le bas.

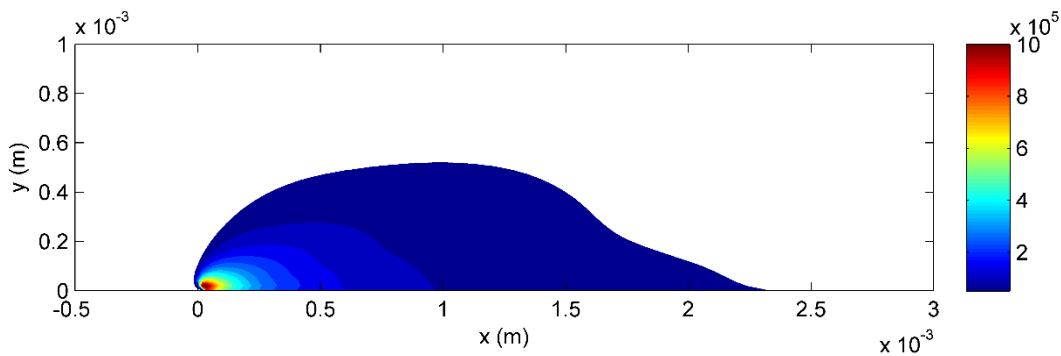


Figure 4.30 – Distribution de la force d'actionnement par unité de volume (N/m^3) dans la direction horizontale (x positif)

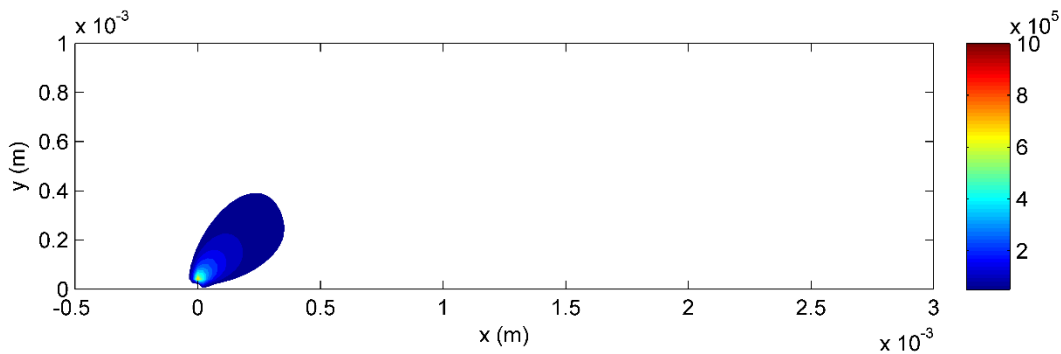


Figure 4.31 – Distribution de la force d'actionnement par unité de volume (N/m^3) dans la direction verticale (y positif)

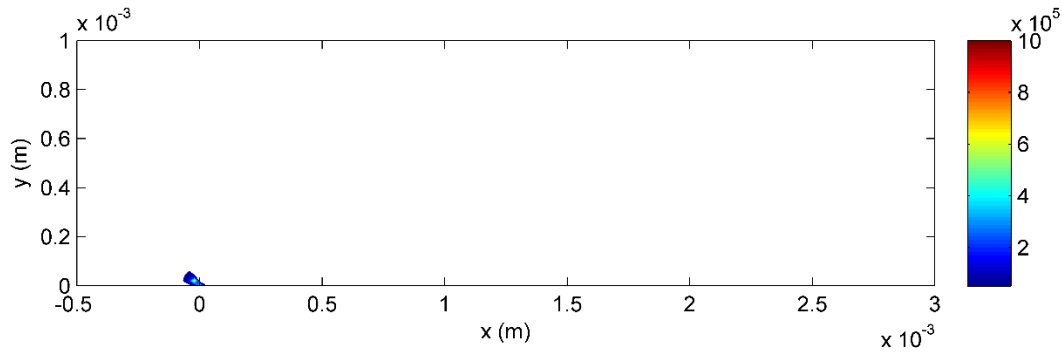


Figure 4.32 – Distribution de la force d’actionnement par unité de volume (N/m^3) dans la direction horizontale (x négatif)

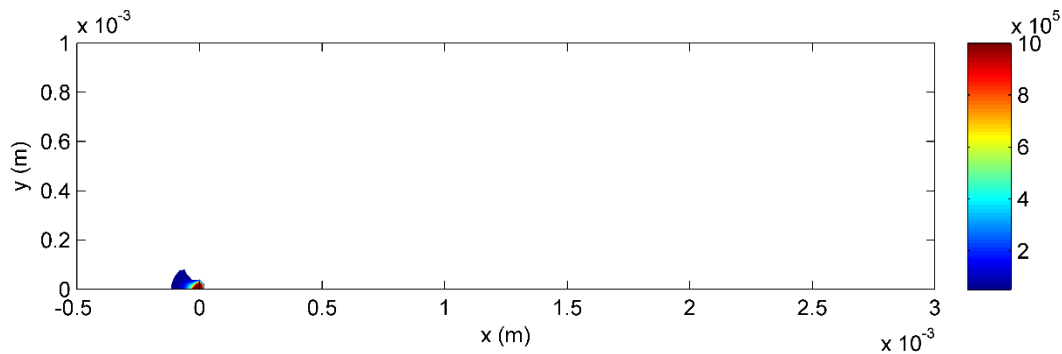


Figure 4.33 – Distribution de la force d’actionnement par unité de volume (N/m^3) dans la direction verticale (y négatif)

4.2 Résultat des simulations pour une application en aéronautique

La distribution de la force d’actionnement décrite au Cas 7 est utilisée pour étudier l’effet de l’actionneur sur la transition laminaire-turbulente sur un profil Aérospatial A à 3° d’angle d’attaque avec une vitesse d’entrée de 14.85 m/s. Ceci correspond à une des expériences en soufflerie réalisées par Demers [57]. L’objectif des simulations numériques est d’une part de valider la performance des simulations CFD utilisant ce modèle d’actionneur plasma avec les résultats expérimentaux en termes de coefficients de portance, de trainée et de pression. D’une autre part, l’objectif est de comparer les résultats des simulations CFD obtenus par le présent modèle avec les simulations CFD utilisant le modèle de Lemire [39]. Les résultats obtenus avec le modèle de Bœuf *et al.* (2008) et le modèle de Lemire sur l’effet de la force d’actionnement sur la transition laminaire-turbulente d’un profil Aérospatial A sont présentés dans cette section.

4.2.1 Force d'actionnement

Il faut noter que la discrétisation temporelle de la force d'actionnement à la Figure 4.28 et à la Figure 4.29 est trop fine pour pouvoir être implémentée dans le logiciel CFD Fluent de manière réaliste. En effet, chaque distribution spatiale de force contenant 23 220 éléments, les exigences en termes de mémoire deviennent prohibitives en considérant tous les pas de temps (environ 80 000). Ainsi, la résolution temporelle a d'abord été réduite pour qu'un nombre raisonnable de distributions de force puisse être implémenté dans le solveur CFD. Afin d'évaluer l'importance de la discrétisation temporelle, deux cas sont considérés, le premier avec une discrétisation temporelle Δt de 20 pas de temps par période AC et le second avec une discrétisation temporelle Δt de 50 pas de temps par période AC. La discrétisation temporelle utilisée dans les simulations CFD a seulement pour but de capturer l'aspect général de la variation temporelle de la force d'actionnement. En raison de la différence d'échelles de temps entre l'écoulement du fluide neutre et le plasma, il n'est pas jugé nécessaire de capturer toutes les micro-décharges dans les simulations CFD. La force d'actionnement due aux micro-décharges est distribuée sur l'intervalle de temps pour considérer seulement l'effet moyen sur l'écoulement.

Les Figure 4.34 et Figure 4.35 montrent respectivement l'évolution de la force totale en x et y implémentée dans le solveur FLUENT en considérant 20 pas de temps constant. Au total, 12 distributions de force moyennée sur un pas de temps furent implémentées dans le solveur afin de répliquer l'aspect général de l'évolution de la force d'actionnement. Il est à noter qu'une seule distribution de force est utilisée entre 0 et $0.45 t/t_{cycle}$ puisque cette dernière reste identique durant cet intervalle. Également, il est à noter que cette discrétisation temporelle n'est pas suffisante pour complètement capter la variation temporelle de la force d'actionnement.

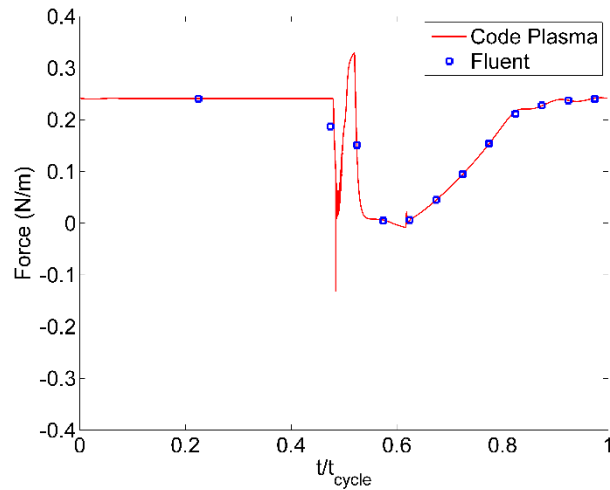


Figure 4.34 – Évolution de la force d'actionnement en x implémentée dans Fluent avec 20 pas de temps

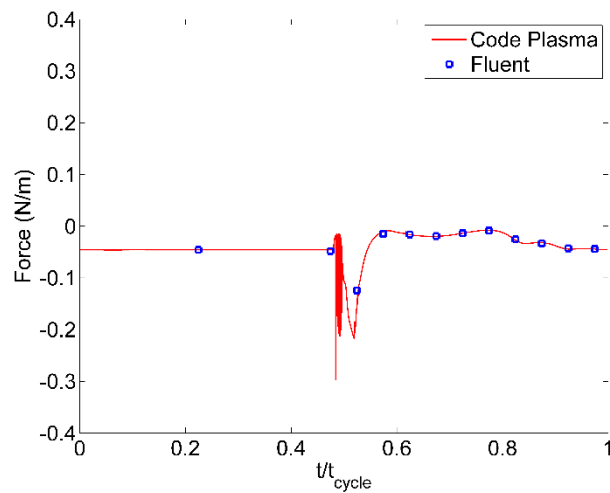


Figure 4.35 – Évolution de la force d'actionnement en y implémentée dans Fluent avec 20 pas de temps

Les Figure 4.36 et Figure 4.37 montrent respectivement l'évolution de la force totale en x et y implémentée dans le solveur FLUENT en considérant 50 pas de temps constant. Au total, 27 distributions de force moyennée sur un pas de temps furent implémentées dans le solveur afin de répliquer l'aspect général de l'évolution de la force d'actionnement. Il est à noter qu'une seule distribution de force est utilisée entre 0 et $0.48 t/t_{cycle}$ puisque cette dernière reste identique durant cet intervalle. On remarque que cette dernière discrétisation temporelle capture mieux les pics de force d'actionnement que la précédente.

Le Tableau 4.1 indique les coefficients de portance et de traînée moyens obtenus numériquement avec le solveur commercial FLUENT avec plasma pour le présent modèle avec 20 et 50 pas de temps et une efficacité $\xi = 60\%$. Les résultats montrent qu'il y a seulement une faible différence relative d_r entre les coefficients de portance et de traînée des deux discrétisations temporelles. Ainsi, une discrétisation temporelle de 50 pas de temps est suffisante pour capturer les effets transitoires de la force d'actionnement.

Tableau 4.1: Coefficients de portance et de traînée obtenus numériquement avec plasma pour le modèle de Bœuf *et al.* (2008)

	FLUENT $\Delta t = 20$	FLUENT $\Delta t = 50$	d_r
C_l	0.7393	0.7424	0.4%
C_d	0.0149	0.0150	0.7%

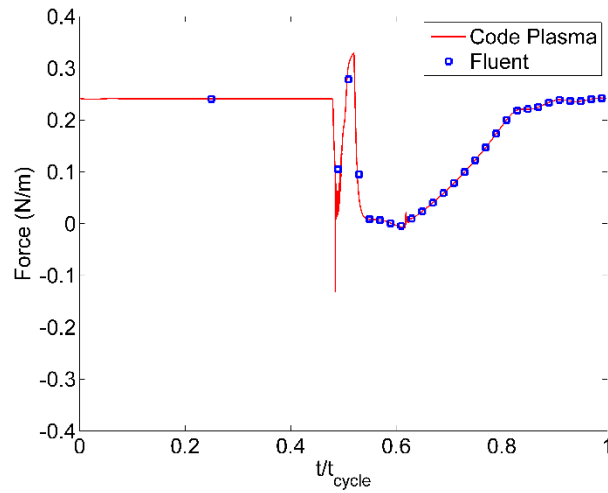


Figure 4.36 – Évolution de la force d'actionnement en x implémentée dans Fluent avec 50 pas de temps.

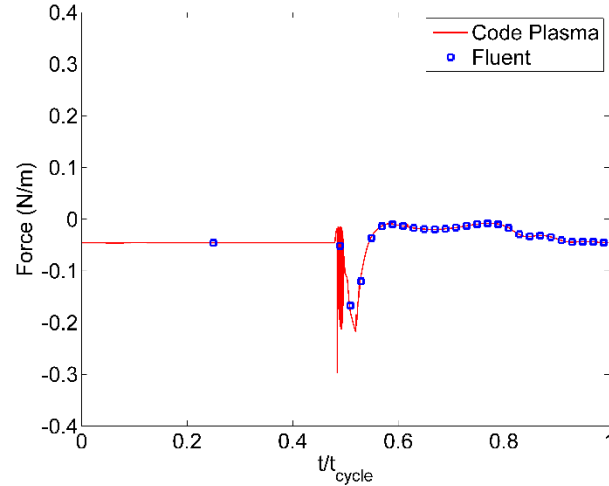


Figure 4.37 – Évolution de la force d’actionnement en y implémentée dans Fluent avec 50 pas de temps.

La Figure 4.38 illustre la distribution spatiale de la force d’actionnement obtenue avec le présent modèle à différents pas de temps alors que la Figure 4.39 montre la distribution de la force d’actionnement pour une moyenne temporelle. La Figure 4.40 montre la distribution spatiale de la force d’actionnement moyenne obtenue avec le modèle de Lemire. Une comparaison qualitative des distributions de forces montre que la distribution de la force d’actionnement obtenue avec le présent modèle est beaucoup plus localisée alors que celle du modèle de Lemire est étendue sur une plus grande partie de la surface diélectrique.

Par ailleurs, la force d’actionnement selon la direction x obtenue numériquement avec le présent modèle est de 0.1864N/m alors que la force d’actionnement déterminée expérimentalement est de 0.1095N/m . Pour considérer le fait que le modèle surestime la force d’actionnement, un facteur d’efficacité (de correction) $\xi = 60\%$ est considéré. Il est à noter que ce facteur est le seul paramètre empirique *ad hoc* utilisé et permet de tenir compte du fait que la force expérimentale peut être négativement affectée par les différents facteurs expliqués précédemment, alors que les valeurs des autres paramètres empiriques (voir section 3.2.6) sont consistantes avec la physique du plasma. En contrepartie, les modèles phénoménologiques utilisent une multitude de paramètres empiriques ($\lambda_D, V_{breakdown}, \rho_a, etc.$) dont les valeurs doivent être calibrées artificiellement pour s’approcher d’une valeur réaliste de la force d’actionnement et ont même souvent besoin plus d’un facteur de correction artificielle additionnel pour obtenir la force d’actionnement mesurée.

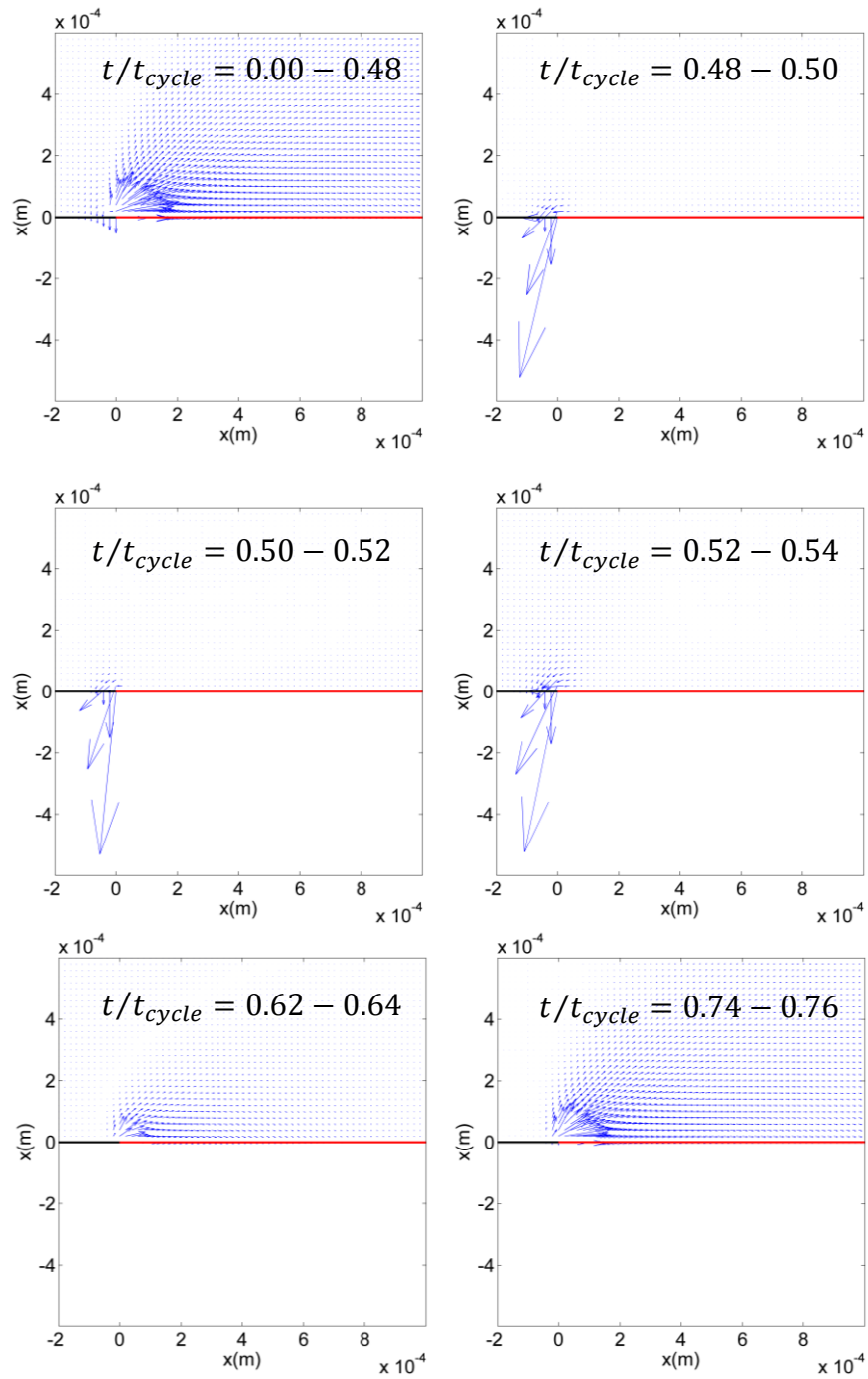


Figure 4.38 – Évolution de la force d'actionnement à différents pas de temps obtenue avec modèle de Bœuf *et al.* (2008)

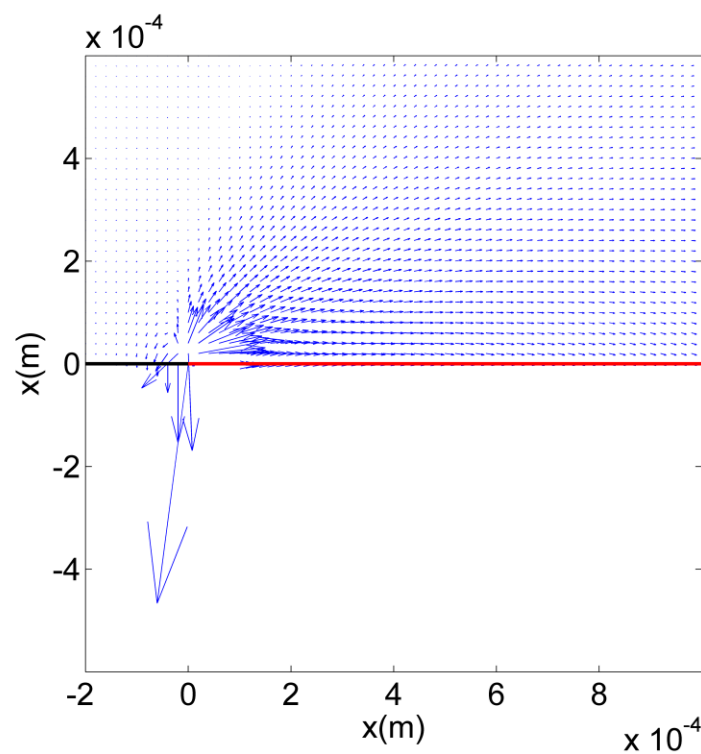


Figure 4.39 – Distribution de la force d'actionnement moyenne obtenue avec le modèle de Bœuf
et al. (2008)

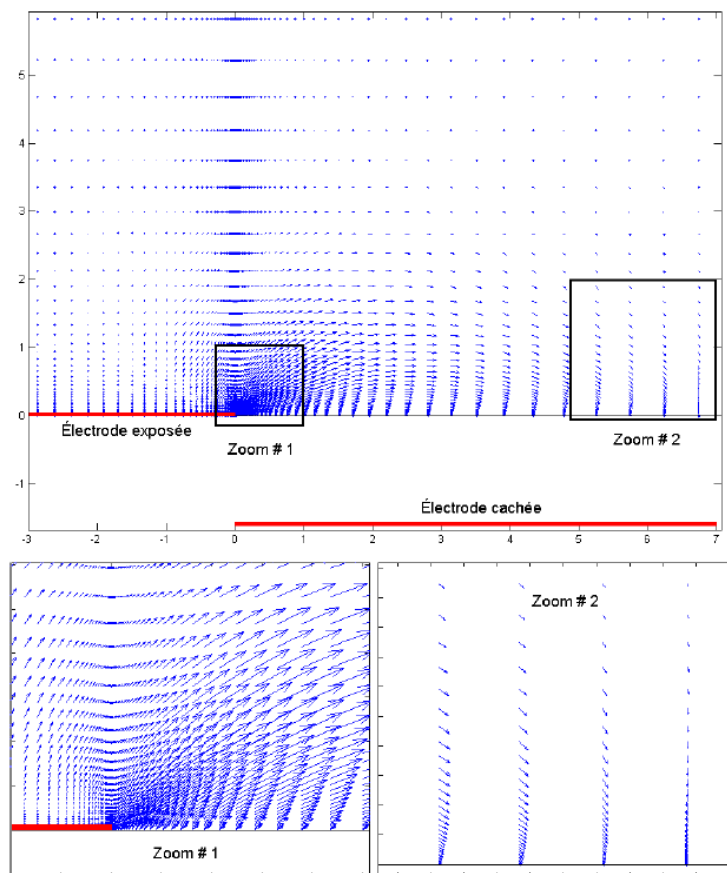


Figure 4.40 – Distribution de la force d’actionnement moyenne obtenue avec le modèle de Lemire (dimension en mm). [39]

4.2.2 Coefficient de pression

La Figure 4.41 montre la distribution du coefficient de pression sur le profil Aérospatial A pour différents cas expérimentaux et numériques. Les cas numériques (réalisé par Demers [57]) sans plasma et avec le modèle de Lemire (force artificiellement calibrée de 0.100N/m) ont été ré-analysés avec le nouveau maillage. Les valeurs expérimentales du coefficient de pression ont été moyennées sur un cycle de 5s avec une fréquence d’échantillonnage de 100Hz. Ces données proviennent des expériences réalisées par Demers [57]. Au total 44 prises de pression ont été utilisées pour déterminer la distribution de pression sur le profil Aérospatial A. Il est à noter qu’il n’a pas été possible de prendre des mesures expérimentales au niveau de la zone recouverte par l’actionneur.

D'abord, les simulations FLUENT montrent que la distribution du coefficient de pression numérique sans plasma est proche de celle provenant des résultats expérimentaux. En effet, les résultats numériques sans plasma montrent qu'il y a une bulle de séparation laminaire, indiquée par le plateau dans la distribution du coefficient de pression. Sur cette distribution, le point de transition correspond à la fin du plateau du coefficient de pression, soit environ à 30% de la corde. De plus, la distribution de l'énergie cinétique turbulente spécifique pour le cas numérique sans plasma (Figure 4.42) confirme que la transition laminaire-turbulente se trouve vers 30% de la corde.

Ensuite, la distribution du coefficient de pression obtenue avec le modèle de Lemire (force artificiellement calibrée de 0.1000N/m) montre que la transition est repoussée vers 65% de la corde et cette observation est consistant avec la distribution de l'énergie cinétique turbulente spécifique de la Figure 4.43. Toutefois, les résultats expérimentaux montrent qu'il n'y a pas de transition dans cette région. Ainsi, le modèle de Lemire est incapable de prédire correctement l'effet du plasma sur la transition laminaire-turbulente.

Finalement, la distribution de pression obtenue avec le modèle de Bœuf *et al.* (2008), en supposant un facteur d'efficacité ξ de 60%, est plus proche de la distribution de pression expérimentale que celle obtenue par le modèle de Lemire. Avec le modèle de Bœuf *et al.* (2008), la distribution de l'énergie cinétique turbulente spécifique indique que l'écoulement est totalement laminaire sur le profil. Puisqu'il n'y a pas de capteur au niveau de la zone recouverte par l'actionneur, il devient impossible de conclure s'il y a ou non une zone de transition pour le cas expérimentale avec plasma. Donc, il n'est pas possible de confirmer ou d'exclure le fait que l'actionneur plasma peut totalement laminariser ou non l'écoulement sur le profil. Également, les disparités entre les résultats numériques du modèle de Bœuf *et al.* (2008) et les résultats expérimentaux peuvent être en partie expliquées par le modèle de transition et la validité questionable de la stratégie URANS pour étudier le contrôle de l'écoulement avec un dispositif fonctionnant à haute fréquence (2.5kHz). En effet, le modèle de turbulence utilisé n'a jamais été calibré avec un modèle plasma transitoire à haute fréquence. Ainsi, il est possible que le modèle de turbulence et la stratégie URANS sur-prédit l'effet de l'actionneur sur la transition et l'amplitude des fluctuations de pression. Dans cette perspective, des études supplémentaires sont nécessaires pour déterminer la validation de la stratégie URANS pour un actionneur plasma fonctionnant à hautes fréquences.

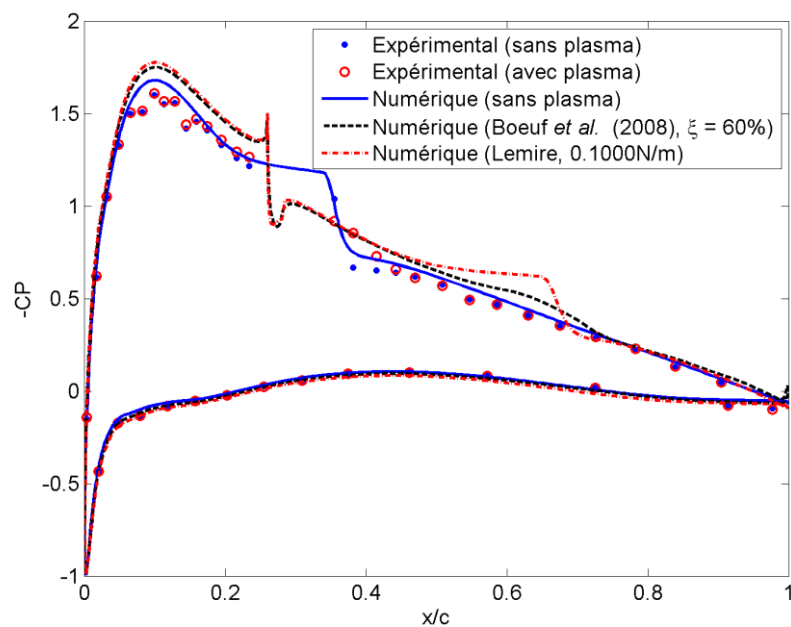


Figure 4.41 – Distribution du coefficient de pression pour différents cas numériques et expérimentaux.

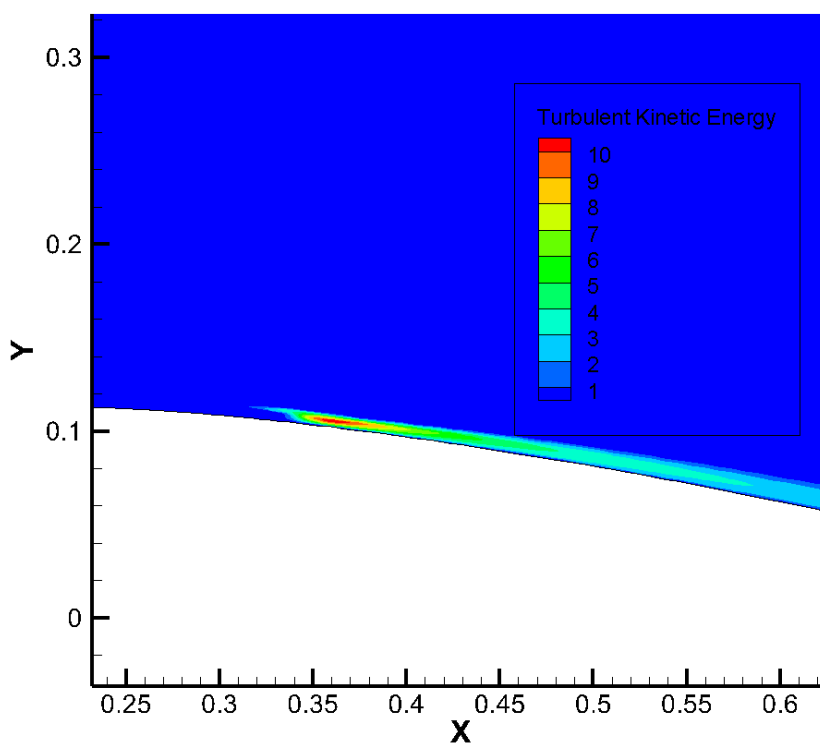


Figure 4.42 – Distribution de l'énergie cinétique turbulente pour le cas numérique sans plasma.

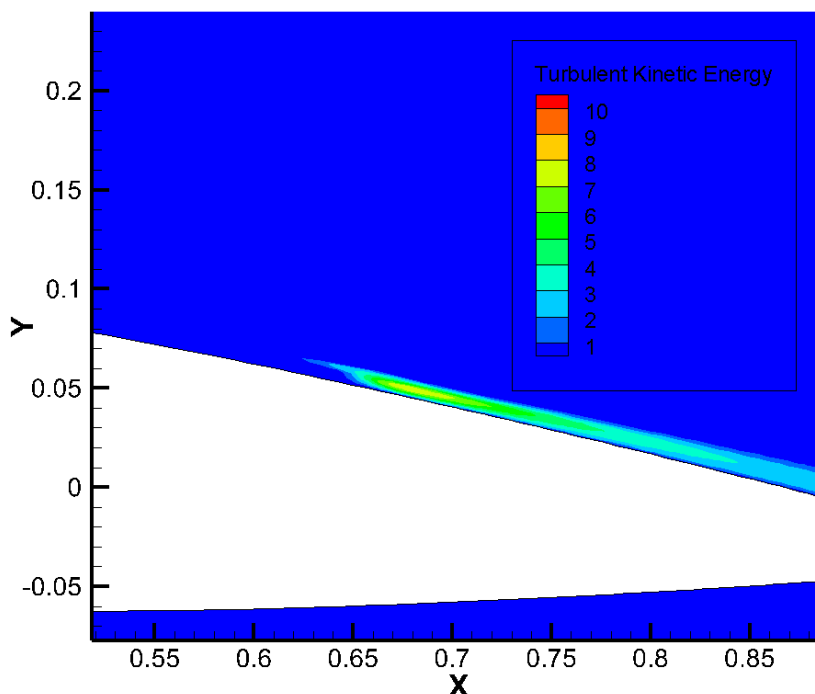


Figure 4.43 – Distribution de l'énergie cinétique turbulente pour le cas numérique avec le modèle de Lemire.

4.2.3 Coefficient de portance et de trainée

Le Tableau 4.2 indique les coefficients de portance et de trainée obtenus expérimentalement par Demers [57] pour une vitesse d'écoulement de 14.85 m/s en amont du profil alors que le Tableau 4.3 compare les coefficients de portance et de trainée obtenus numériquement avec et sans plasma pour le modèle de Lemire [39] et le présent modèle. Les résultats expérimentaux indiquent que l'actionneur DBD produit une légère augmentation du coefficient de portance, mais occasionne une importante diminution du coefficient de trainée. En contrepartie, les résultats numériques montrent que le modèle de Lemire, malgré tous les facteurs empiriques impliqués, surestime significativement l'effet de la force d'actionnement sur la portance. En revanche, le modèle de Bœuf *et al.* (2008) donne une meilleure prédiction de l'effet de la force d'actionnement en considérant un facteur d'efficacité $\xi = 60\%$. Toutefois, l'effet de la force d'actionnement sur la portance reste surestimé. Même si l'amélioration obtenue avec le modèle de Bœuf *et al.* (2008) en terme de prédiction du coefficient de portance semble modeste, il est à noter que ce modèle a pu reproduire l'ordre de grandeur de la force d'actionnement sans calibration artificielle et considère

suffisamment de physique pour tenir compte de l'effet de différents paramètres (température, pression et humidité) sur la force d'actionnement. Aussi, ce modèle offre plus de potentiel pour réaliser des simulations CFD dans des conditions où la force d'actionnement n'est pas préalablement connue alors qu'un modèle phénoménologique n'est utilisable que si la force d'actionnement est préalablement connue.

Tableau 4.2: Coefficients de portance et de traînée expérimentaux et numériques avec et sans plasma

	Expérimental (sans plasma)	Expérimental (avec plasma)	Différence Avec/sans plasma
C_l	0.6790±0.0063	0.6818±0.0063	+0.4%
C_d	0.0169±0.0027	0.0124±0.0027	-26.6%

Tableau 4.3: Comparaison des coefficients de portance et de traînée obtenus numériquement avec et sans plasma

	FLUENT (sans plasma)	FLUENT (Lemire)	Différence Avec/sans plasma (Lemire)	FLUENT (Boeuf <i>et al.</i> 2008) $\xi = 60\%$	Différence Avec/sans plasma (Boeuf <i>et al.</i> 2008)
C_l	0.7058	0.7710	+9.2%	0.7424	+5.2%
C_d	0.0171	0.0143	-16.4%	0.0150	-12.3%

Une partie des différences observées entre les résultats numériques avec le modèle de Boeuf *et al.* (2008) et les données expérimentales peut être expliquée par les incertitudes expérimentales de la méthode employée. Tout d'abord, le coefficient de portance expérimental a été calculé par l'intégration de la distribution du coefficient pression. En raison du nombre limité de capteurs utilisés, la distribution de pression expérimentale est relativement grossière. Par ailleurs, il n'a pas été possible de prendre des mesures au niveau de la région couverte par l'actionneur. Hors, cette zone est justement une région critique dans laquelle l'actionneur exerce le plus d'effet sur l'écoulement. Par conséquent, il en résulte d'une grande incertitude au niveau du coefficient de la portance. Ainsi, l'effet de l'actionneur plasma sur la portance est peut-être expérimentalement sous-estimé. Ensuite, le coefficient de traînée expérimentale fut déterminé par la mesure du profil de vitesse dans le sillage, ce qui résulte en d'importantes incertitudes. Aussi, il est à noter que la nette diminution du coefficient de la traînée observée expérimentalement n'est pas incompatible

avec une laminarisation complète du profil, mais les incertitudes expérimentales rendent toute conclusion difficile.

En raison de la nature instationnaire de la force d'actionnement, les coefficients de portance et de traînée fluctuent dans le temps. La Figure 4.44 et la Figure 4.45 montrent l'évolution des coefficients de portance et de traînée en fonction du temps pour le cas où $\xi = 60\%$. Il est possible d'observer d'importantes oscillations de coefficient de portance d'amplitude d'environ 0.08 autour de la valeur moyenne. Les oscillations du coefficient de portance sont expliquées par la présence de structures tourbillonnaire dans l'écoulement qui sont convectées en aval du profil. Les expériences de Demers [57] montrent que le coefficient de portance avec plasma fluctue autour de la valeur moyenne. La Figure 4.46 montre l'évolution du coefficient de portance sur une durée d'échantillonnage de 5s. Considérant la fréquence d'échantillonnage de seulement 100Hz, les résultats expérimentaux ne sont pas directement comparables avec les résultats numériques. Toutefois, il est possible de constater que l'amplitude des fluctuations du coefficient de portance expérimentale est d'environ 0.02, soit environ 3 à 4 fois moindre que les fluctuations observées dans les résultats numériques. Cependant, il est à noter que la faible fréquence d'échantillonnage des capteurs de pression n'a pas permis de capturer fidèlement les phénomènes transitoires. De plus, la mesure des fluctuations peut être faussée par les effets d'inertie dans les lignes de pression entre le capteur et les orifices sur le profil. Conséquemment, l'amplitude des fluctuations du coefficient de portance n'est pas nécessairement correctement capturée avec la méthode employée.

Finalement, considérant que les coefficients expérimentaux de portance et de traînée sont des grandeurs dérivées, sujettes à de grandes incertitudes, ils ne sont pas des références fiables pour valider la performance d'un modèle plasma pour des simulations CFD. En revanche, les coefficients expérimentaux de pression sont des mesures directes et sont donc des données plus fiables pour juger la performance d'un modèle plasma pour des simulations CFD. Dans cette optique, il a été démontré que le modèle de Bœuf *et al.* (2008) offrait une meilleure prédiction de la distribution du coefficient de pression sur le profil. Ainsi, le modèle de dérive-diffusion de Bœuf *et al.* (2008) est meilleur que le modèle phénoménologique de Lemire pour des simulations pratiques en aéronautique.

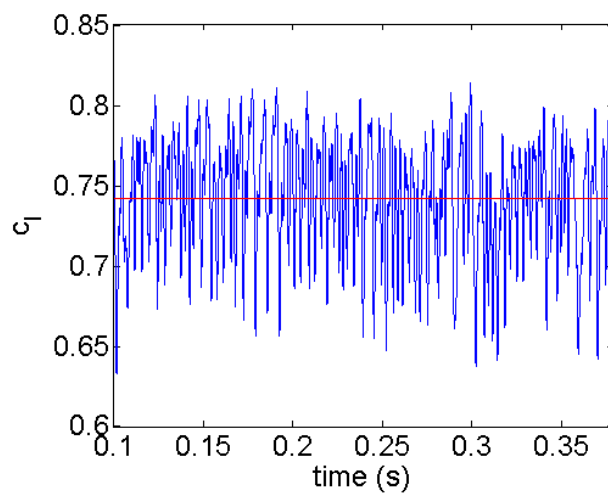


Figure 4.44 – Évolution du coefficient de portance déterminée numériquement ($\xi = 60\%$)

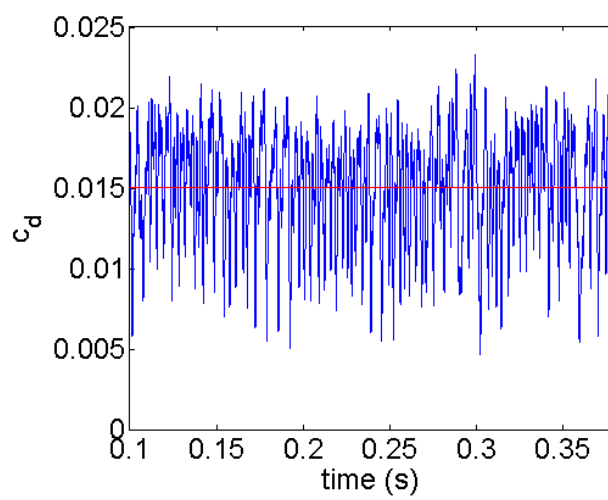


Figure 4.45 – Évolution du coefficient de trainée déterminée numériquement ($\xi = 60\%$)

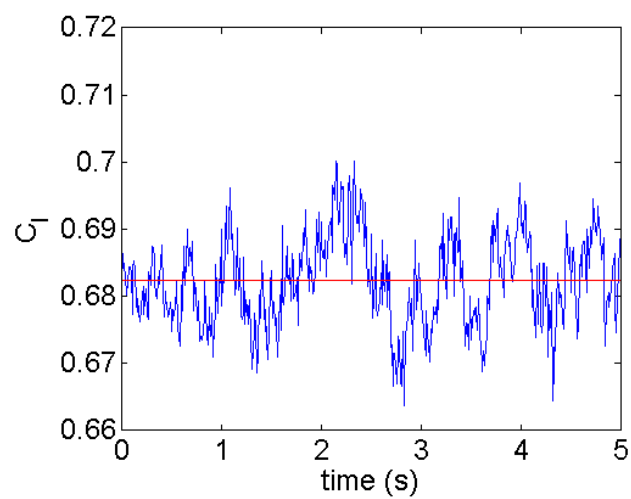


Figure 4.46 – Évolution du coefficient de portance déterminée expérimentalement

Chapitre 5 AMÉLIORATIONS DU MODÈLE NUMÉRIQUE

Le modèle d'actionneur DBD présentement implémenté peut déjà tenir compte de l'effet dû à la tension appliquée (amplitude, fréquence et forme d'onde). Toutefois, les simplifications utilisées pour quantifier les taux de recombinaison et les mobilités ioniques limitent la capacité du modèle à tenir compte adéquatement de l'effet de la température et de la pression de l'air. Également, ce modèle présente une chimie trop simpliste pour tenir compte de l'effet de l'humidité relative de l'air sur la force d'actionnement. De plus, la géométrie de l'actionneur n'est pas totalement prise en compte en raison du maillage et du domaine de calcul utilisé. Dans cette perspective, ce chapitre décrit les modifications à apporter au modèle pour tenir compte de l'effet de la température, de la pression et de l'humidité et pour améliorer la représentation de la géométrie de l'actionneur.

5.1 Modifications pour incorporer l'effet de la température

Avec la présente implémentation du modèle, les coefficients d'ionisation α et d'attachement η ont été déterminés avec le logiciel BOLSIG+ pour différentes valeurs du champ électrique réduit. Toutefois, les coefficients de taux de recombinaison β_{np} et β_{ep} furent supposés constants. Ces approximations limitent la capacité du modèle plasma à prédire adéquatement les effets de la température sur la force d'actionnement. Entre autres, une amélioration notable du modèle plasma pourrait être obtenue en utilisant des coefficients de taux de réaction tenant compte de l'effet de la température. À noter que l'influence de la pression sur les taux de réaction est naturellement prise en compte avec le nombre de densité des espèces impliquées dans la réaction chimique.

L'approche la plus simple et la plus générale pour tenir compte des effets de la température sur le coefficient k_r du taux d'une réaction chimique r est de supposer un coefficient de type Arrhenius, indiqué par la relation (5.1).

$$k_r = AT^b \exp(-E_a/RT) \quad (5.1)$$

Où E_a est l'énergie d'activation et A et b sont des coefficients empiriques pour une réaction chimique r donnée. Plusieurs réactions chimiques impliquant l'oxygène et l'azote avec des expressions pour le taux de réaction sont indiquées dans [72] et pourraient servir de base dans l'élaboration d'un modèle plasma plus avancé tenant compte de l'effet de la température sur la force d'actionnement. Toutefois, une relation de type Arrhenius n'est pas nécessairement

applicable dans un plasma hors-équilibre thermodynamique [72] et des corrélations plus complexes sont à considérer s'il s'avère que les résultats obtenus sont insatisfaisants. Une alternative est d'utiliser des tables de correspondance $k_r = k_r(T)$ tenant compte de l'effet de la température sur les taux de réactions chimiques.

L'incorporation de coefficients de taux de réaction améliorés au code plasma ne devrait pas présenter une difficulté d'implémentation majeure. En effet, le calcul du champ électrique demeure inchangé de sorte que le module « *Poisson Solver* » ne nécessite aucune modification. De même, la discrétisation des équations de transport reste identique avec le même schéma exponentiel de Scharfetter-Gummel. La modification à apporter au code C++ concerne seulement le terme source S_k des équations de transport (voir équation (3.20)) dans le module « *Plasma Kinetic Solver* » par le biais du coefficient de taux de réaction k_r .

5.2 Modifications pour incorporer l'effet de la pression

Des corrélations très simples furent utilisées pour déterminer la valeur des mobilités ioniques μ_p et μ_n dans le présent modèle. Une modélisation plus précise de la force d'actionnement pourrait être obtenue en utilisant des corrélations plus complexes pour les mobilités ioniques. Un exemple de corrélation tenant compte à la fois de l'effet de la pression et du champ réduit sur la mobilité ionique μ_i est donné par la relation (5.2)[158]. Également, la référence [185] peut être utile pour l'élaboration d'un modèle amélioré. De même, une alternative est le recours à des tables de correspondance $\mu_i = \mu_i(p, E/p)$ pour tenir compte à la fois de l'effet de la pression et du champ réduit.

$$\mu_i = \frac{8 \times 10^3}{p} (1 - 8 \times 10^{-3} E/p) \quad (5.2)$$

L'utilisation de corrélations améliorées pour les mobilités et les taux de réactions chimiques permettrait d'étudier numériquement l'influence de la température et de la pression sur la force d'actionnement des actionneurs de type DBD. Une comparaison avec les résultats expérimentaux [51-56] permettrait de mieux valider les forces et les faiblesses du modèle de type dérive-diffusion dans la prédiction de la force d'actionnement des actionneurs de type DBD.

Finalement, l'implémentation de corrélations améliorées (ou de tables de correspondance) pour la mobilité des ions μ_i au code plasma ne devrait pas présenter une difficulté majeure. En effet, le calcul du champ électrique demeure inchangé de sorte que le module « *Poisson Solver* » ne nécessite aucune modification. De même, la discrétisation des équations de transport reste identique avec le même schéma exponentiel de Scharfetter-Gummel. Il est à noter toutefois que l'incorporation de coefficients et/ou de taux de réaction tabulés peut nécessiter un grand besoin en termes de mémoire, et ce, particulièrement si un grand nombre d'espèces chimiques sont considérés avec plusieurs paramètres d'entrée. Pour cette raison, l'approche favorisée est l'utilisation d'expressions algébriques simples comme celles indiquées par les relations (5.1) et (5.2) pour le calcul des coefficients de transport et des taux de réaction.

5.3 Modifications pour incorporer l'effet de l'humidité de l'air

En tenant compte de la présence de la vapeur d'eau (H_2O) dans la chimie du modèle d'actionneur, il serait possible d'évaluer numériquement l'influence de l'humidité atmosphérique sur la force d'actionnement. Plusieurs réactions chimiques impliquant l'eau liquide sont indiquées par Yang, Cho et Fridman [186] et ces dernières pourraient servir de pistes pour étudier la chimie de la vapeur d'eau dans l'air. Les réactions chimiques impliquant les molécules H_2O indiquées par Fridman [59, 63] sont également à considérer dans l'élaboration d'un modèle plus avancé. Les espèces chimiques supplémentaires à considérer pour tenir compte de l'effet de l'humidité sont notamment OH , OH^- , H_2 , H , H^- , H_2O^+ , H_3O^+ , H_2O_2 , HO_2 . Des simulations sont nécessaires afin de déterminer quelles espèces sont nécessaires dans la modélisation de la force d'actionnement.

L'incorporation de la chimie de l'eau dans le code plasma ne devrait pas présenter une difficulté d'implémentation majeure. Le champ électrique est déterminé par la résolution de l'équation de Poisson en calculant de façon consistante la charge nette due aux espèces chargées peu importe le nombre d'espèces présentes. Ainsi, le module « *Poisson Solver* » ne nécessite aucune modification pour tenir compte d'espèces chimiques additionnelles. Également, le schéma exponentiel de Scharfetter-Gummel, utilisé pour la discrétisation des équations de transport, reste identique pour chaque espèce chargée. Autrement, le calcul des dérivés des équations de transport reste inchangé si la méthode semi-implicite avec le schéma de Scharfetter-Gummel est conservée.

Une chimie plus complexe affecte essentiellement le traitement du terme source des équations de transport (voir équation (3.20)). La relation (5.3) représente le traitement explicite du terme source

de l'équation de transport pour une espèce k dans le module « *Plasma Kinetic Solver* ». Le terme $RHS_{k,i,j}^n$ représente le terme de droite du système discrétisé d'équations pour une espèce chimique k au pas de temps n à un point i, j du maillage. Le nombre de densité de l'espèce k au temps n et au point i, j est donné par $n_{k,i,j}^n$ et Δt représente le pas de temps d'intégration.

$$RHS_{k,i,j}^n = n_{k,i,j}^n + \Delta t S_{k,i,j}^n \quad (5.3)$$

Les différentes réactions chimiques doivent seulement être implémentées dans le terme source discrétisé $S_{k,i,j}^n$ de chaque espèce chimique k considérée. En considérant R réactions chimiques et S espèces chimiques, chaque réaction $r = 1, 2, \dots, R$ peut être écrite sous la forme de la relation (5.4) [187].



Dans cette relation, A_s représente l'espèce chimique s alors que ν_{rs}^e et ν_{rs}^p sont les coefficients stœchiométriques des réactifs et des produits correspondant à la réaction r . Ainsi, le terme source discrétisé $S_{k,i,j}^n$ pour chaque espèce $k = 1, 2, \dots, S$ est déterminé par la relation (5.5) [187], où k_r est le coefficient du taux de réaction de la réaction r et n_s est le nombre de densité de l'espèce s . Ce coefficient peut être modélisé à l'aide d'une relation de type Arrhenius.

$$S_{k,i,j}^n = \sum_{r=1}^R \left[k_{r,i,j} (\nu_{rk}^p - \nu_{rk}^e) \prod_{s=1}^S n_{s,i,j}^{\nu_{rs}^e} \right] \quad (5.5)$$

Ainsi, la prise en compte de la chimie de l'eau ne nécessitera que des modifications mineures dans le module « *Plasma Kinetic Solver* ».

5.4 Modifications pour améliorer la représentation de la géométrie

En raison des limites de temps, seul un maillage uniforme fut utilisé pour la simulation des décharges avec pour méthode de résolution SOR. En conséquence, pour limiter les ressources informatiques nécessaires, le domaine de calcul numérique fut de taille très restreinte et des conditions limites de Neumann homogènes ont été utilisées pour la résolution du potentiel

électrique. Hors, cette condition limite n'est pas physique en raison de la nature elliptique de l'équation de Poisson et risque de fausser le calcul de la distribution du potentiel électrique. Toutefois, la conséquence la plus importante de ces défauts est que la géométrie exacte de l'actionneur n'a pas pu être représentée.

Afin de limiter l'effet des conditions limites, un large domaine numérique de plusieurs fois la longueur de l'actionneur serait probablement nécessaire. En effet, la nature elliptique de l'équation de Poisson rend l'imposition des conditions lointaines problématique sur un domaine de taille réduite. Dans cette optique, l'utilisation d'un maillage non-uniforme serait souhaitable pour permettre une meilleure représentation des conditions limites et de la géométrie de l'actionneur. Entre autres, l'utilisation d'un maillage non-uniforme est indispensable pour prendre en considération l'influence de l'épaisseur des électrodes dans les simulations numériques. Il est à noter également que le couplage complet des équations de dérive-diffusion avec les équations de Navier-Stokes compressibles nécessite un agrandissement du domaine numérique pour l'imposition des conditions limites pour le calcul de l'écoulement du fluide neutre en régime subsonique.

Dans cette optique, un générateur de maillage cartésien non-uniforme est déjà implémenté en langage Matlab pour fin de test et validation. Toutefois, son utilisation avec le code plasma requiert une amélioration de l'algorithme itératif de résolution puisque la méthode SOR devient inefficace lorsqu'un grand ratio de dimension est utilisé. Un exemple de maillage non-uniforme est montré à la Figure 5.1 avec un agrandissement à la Figure 5.2. À noter qu'un tel maillage cartésien, quoique simple et rapide d'implémentation, est peu adapté pour ce genre de problème multi-échelle puisque la discrétisation nécessaire dans la région proche de l'électrode exposée entraîne une utilisation non-optimale de mailles dans les régions plus éloignées. Une alternative intéressante est l'utilisation d'un maillage de type multi-bloc ou de type Chimère/superposé (*overset*). Toutefois, ces techniques sont plus complexes à implémenter et sont à considérer à plus long terme.

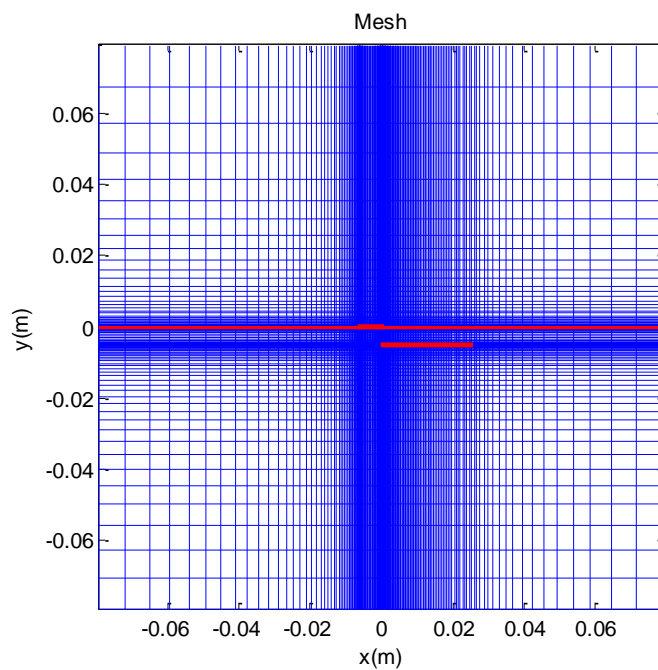


Figure 5.1 – Maillage obtenu avec le générateur de maillage.

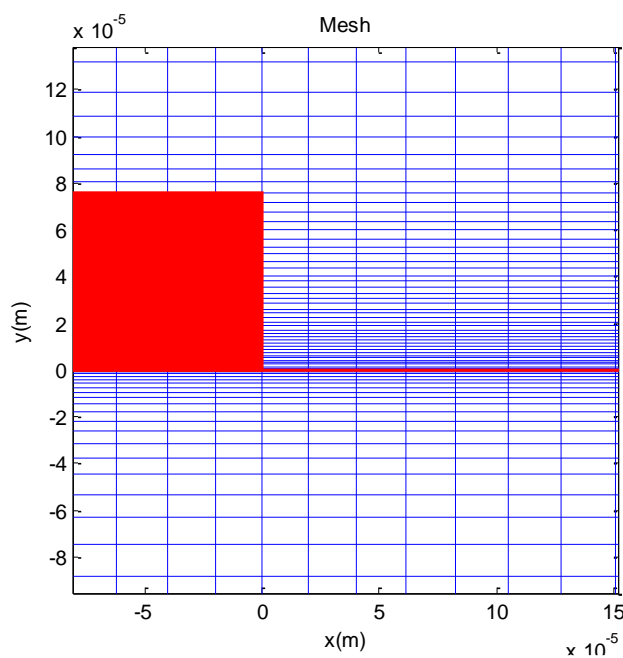


Figure 5.2 – Agrandissement du maillage obtenu avec le générateur de maillage.

5.5 Autres améliorations du modèle

Plusieurs autres améliorations peuvent être apportées au modèle pour obtenir une meilleure représentation générale de la force d'actionnement. Tout d'abord, la chimie générale du plasma utilisée par Bœuf *et al.* (2008) [139-142] est fortement simplifiée et pas nécessairement représentative de la complexité réelle des phénomènes chimiques présents dans une décharge électrique fortement collisionnelle et hors-équilibre thermodynamique. Une possibilité est de généraliser le modèle présentement implémenté en considérant des espèces et des réactions chimiques supplémentaires impliquant l'oxygène et l'azote. Dans cette optique, les nombreuses réactions chimiques indiquées par Smirnov [71], Becker *et al.* [72], Ishihara *et al.* [73] et Fridman [59, 63] sont à considérer dans le développement d'un modèle pour actionneur plasma avec une chimie plus complexe et plus représentative de la réalité. Également, la présence d'ozone (O_3) et d'oxydes d'azote (NO , NO_2 , NO^+) sont à considérer dans un modèle futur. À noter que la chimie du plasma peut significativement affecter les résultats. Notamment, il a été démontré expérimentalement et numériquement que la présence d'ions négatifs est essentielle à la chimie du plasma. Éventuellement, la prise en compte des autres composantes de l'atmosphère, notamment l'argon (Ar) et le dioxyde de carbone (CO_2) est une avenue à considérer pour obtenir une chimie toujours plus représentative de la réalité. Un certain nombre de réactions impliquant ces espèces chimiques est notamment indiqué par Fridman [59, 63]. Toutefois, l'incorporation de ces espèces est un projet à beaucoup plus long terme à considérer seulement si jugé nécessaire après avoir implémenté les réactions chimiques impliquant l'oxygène, l'azote et la vapeur d'eau dans un modèle d'actionneur plasma. La décision d'incorporer des éléments chimiques additionnels dépendra de la satisfaction des résultats obtenus à partir du modèle chimique $O_2 - N_2 - H_2O$.

Par ailleurs, il est à noter que l'incorporation d'une chimie plus complexe risque de ralentir l'exécution du code. En effet, la chimie du plasma est résolue en discrétisant de manière implicite les équations de transport pour chaque espèce chimique considérée, ce qui conduit à la résolution successive de systèmes matriciels par une méthode itérative. Ainsi, une parallélisation partielle de l'algorithme permettrait de considérer un plus grand nombre d'espèces chimiques sans augmenter significativement le temps de simulation. En effet, l'idée est de résoudre les équations de transport de chaque espèce chimique en parallèle plutôt qu'en série. Cela est possible avec la méthode semi-implicite car chaque équation de transport est résolue séquentiellement plutôt que dans un bloque

unique. Cette parallélisation de la résolution de la chimie ne devrait pas présenter une grande difficulté d'implémentation comparativement à une parallélisation pour une méthode implicite en bloc.

Subséquemment, l'influence de la nature des matériaux composant le diélectrique et l'électrode exposée pourrait être prise en compte en caractérisant adéquatement le coefficient d'émission secondaire de Townsend γ des matériaux impliqués. À noter que l'influence de la nature du matériel diélectrique est déjà partiellement prise en compte par le biais du coefficient diélectrique dans l'équation du potentiel électrique. Toutefois, toutes les simulations présentées dans ce mémoire ont été réalisées en considérant un coefficient d'émission secondaire γ de 0.05. Cette valeur n'est pas nécessairement représentative de tous les matériaux considérés dans la fabrication des actionneurs plasma. Notamment, le coefficient d'émission du diélectrique peut être différent de celui de l'électrode exposée dépendamment des matériaux considérés. Finalement, l'incorporation des effets dus à la présence d'espèces excitées, de la photoémission et de la photo-ionisation serait également un élément à considérer pour obtenir un modèle avec une chimie plus réaliste permettant d'obtenir une estimation plus fidèle de la force d'actionnement.

Également, l'approximation du champ local LFA (*Local Field Approximation*), utilisée par le présent modèle, permet de simplifier la modélisation du plasma en supposant que les coefficients de Townsend et la mobilité des électrons sont uniquement des fonctions du champ électrique réduit local. Toutefois, l'approche LFA n'est pas toujours justifiée pour les électrons [188]. Notamment, l'approche LFA suppose qu'il n'y a pas de transport d'énergie autrement que par des processus de collisions. Pour obtenir une meilleure représentation de la force d'actionnement, une alternative serait de résoudre l'équation de transport d'énergie des électrons et de déterminer la mobilité des électrons, le coefficient de diffusion des électrons et les taux de réaction à partir de l'énergie moyenne des électrons $\bar{\epsilon}$ [189]. Ceci permet de tenir en compte des effets non-locaux par convection et diffusion de l'énergie des électrons. L'équation d'énergie des électrons (par unité de charge) est donnée par la relation (5.6) [174, 189].

$$\frac{\partial n_{\epsilon}}{\partial t} + \nabla \cdot [-n_{\epsilon}(\mu_{\epsilon}\vec{E}) - D_{\epsilon}\nabla n_{\epsilon}] + \vec{E} \cdot \vec{\Gamma}_{\epsilon} = R_{\epsilon} \quad (5.6)$$

Avec

$$n_\varepsilon = n_e \bar{\varepsilon} \quad (5.7)$$

$$R_\varepsilon = n_e \sum_r k_r n_r \Delta \varepsilon_r \quad (5.8)$$

Où n_ε , μ_ε et D_ε sont respectivement la densité d'énergie, la mobilité et le coefficient de diffusion de l'énergie des électrons. R_ε est l'énergie perdue ou gagnée par les collisions inélastiques, $\Delta \varepsilon_r$ est l'énergie seuil, n_r le nombre de densité de l'espèce cible et k_r le coefficient du taux de réaction. \vec{E} est le champ électrique et $\vec{\Gamma}_e$ est le flux d'électron. À noter que l'implémentation de l'équation de l'énergie des électrons entraînerait une complexification du code et une augmentation du temps de calcul.

Finalement, la méthode choisie pour résoudre chaque équation de transport et l'équation de Poisson est celle de Gauss-Seidel avec sur-relaxation successive (SOR) en raison de sa simplicité, mais sa convergence peut s'avérer insatisfaisante si une chimie ou un domaine de calcul plus complexe est considéré. Le problème peut être en partie résolu par l'implémentation d'une méthode itérative plus efficace (CGS [190], BiCG, BiCGSTAB [191], GMRES [192]). Notamment, une méthode itérative plus efficace permettrait de réaliser des simulations numériques sur un domaine élargi avec des conditions limites plus réalistes en un temps de calcul raisonnable. Alternativement, l'implémentation de techniques d'accélération comme le *multigrid* permettrait d'obtenir une convergence plus rapide. En effet, la méthode *multigrid* pourrait accélérer la convergence de la solution numérique de l'équation de Poisson (équation de type elliptique) en utilisant d'abord un maillage grossier pour résoudre l'effet sur la distribution du potentiel électrique dû au changement de la condition Dirichlet sur l'électrode exposée et en utilisant ensuite un maillage raffiné pour résoudre les effets dus à la présence de charge électrique. Le nombre de niveaux de raffinement pour une convergence optimale et le nombre cycles nécessaires sont à explorer

Chapitre 6 CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

6.1 Conclusion

Une analyse critique des modèles phénoménologiques a révélé que ces derniers sont basés sur des hypothèses questionnables. Également, il s'est avéré difficile de généraliser ces modèles pour considérer l'effet de la pression, température et humidité de l'air. Cette situation a rendu nécessaire l'investigation de modèles scientifiques lorsque le but désiré est de prédire l'effet des conditions atmosphériques et de la vitesse du fluide neutre sur la force d'actionnement. Un type de modèle prometteur est le modèle de type « dérive-diffusion ». Parmi les modèles existants, le modèle de Bœuf *et al.* [139-142] fut jugé le plus fidèle aux observations expérimentales. Ce modèle tient notamment en compte les ions négatifs et reproduit l'effet *push-push* favorisé dans ce mémoire. L'implémentation de ce modèle en langage C++ fut en premier lieu réalisée en adoptant une approche semi-implicite avec le schéma numérique de Scharfetter-Gummel afin d'éviter les contraintes de stabilité dues au temps de relaxation diélectrique. Ce modèle fut validé numériquement en comparant les résultats obtenus avec ceux de Lagmich *et al.* [139]. Ensuite, une méthodologie pour l'application de ce modèle aux simulations CFD en aéronautique a été proposée et un exemple d'application sur le délai de la transition laminaire-turbulente de la couche limite sur un profil d'aile a été démontré. Finalement, des améliorations du modèle pour incorporer l'effet de la pression, température et humidité de l'air ainsi que pour mieux représenter la géométrie de l'actionneur ont été proposées.

6.2 Recommandations et travaux futurs

Diverses propositions pour améliorer le présent modèle furent suggérées dans le Chapitre 5. Parmi celles-ci, l'amélioration de la chimie du plasma et l'amélioration de la représentation des coefficients de transport et des taux de réactions pour étudier l'effet de la pression, de la température et de l'humidité sur la force d'actionnement sont les deux modifications les plus simples à implémenter. Également, l'incorporation d'un maillage non-uniforme au code plasma et l'extension du domaine de calcul sont deux procédures directes à implémenter, mais risquent de ralentir significativement l'exécution du code. Conséquemment, bien que l'implémentation d'une méthode itérative plus avancée (CGS, BiCG, BiCGSTAB, GMRES) risque de demander davantage de travail, cette tâche devrait être réalisée en premier s'il est désiré de réaliser plusieurs études

paramétriques de la force d'actionnement pour sauver un maximum de temps de calcul. Finalement, la validation du modèle améliorée proposée incorporant l'effet de la température et de la pression et de l'humidité serait désirée. Pour cela, des expériences pour mesurer la force d'actionnement en variant ces paramètres pourraient être faites et les résultats des simulations correspondantes avec le modèle peuvent être comparés pour voir si ce dernier est capable de reproduire les valeurs et/ou tendances observées.

RÉFÉRENCES

- [1] D. R. Williams, "Brief History of Flow Control," in *Fundamentals and Applications of Modern Flow Control*, R. D. Joslin and D. N. Miller, Eds., ed Reston, VA: AIAA, 2009.
- [2] M. Gal-el-Hak, *Flow Control: Passive, Active, and Reactive Flow Management*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2000.
- [3] R. Erfani, C. Haley, and K. Kontis, "The Influence of Electrode Configuration and Dielectric Temperature on Plasma Actuator Performance," in *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, Orlando, FL, 2011.
- [4] R. Erfani, T. Erfan, S. V. Utyuzhnikov, and K. Kontis, "Optimisation of multiple encapsulated electrode plasma actuator," *Aerospace Science and Technology*, vol. 26, pp. Pages 120–127, Apr-May 2013.
- [5] J. R. Roth, D. Sherman, and S. Wilkinson, "Boundary layer flow control with a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma," in *36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada, 1998.
- [6] M. Forte, J. Jolibois, J. Pons, E. Moreau, G. Touchard, and M. Cazalens, "Optimization of a dielectric barrier discharge actuator by stationary and non-stationary measurements of the induced flow velocity," *Experiments in Fluids*, vol. 43, pp. 917-928, Dec 2007.
- [7] N. Benard, A. Mizuno, and E. Moreau, "A large-scale multiple dielectric barrier discharge actuator based on an innovative three-electrode design," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 42, Dec 7 2009.
- [8] T. C. Corke, E. J. Jumper, M. L. Post, D. M. Orlov, and T. E. McLauchlin, "Application of weakly-ionized plasmas as wing flow-control devices," in *40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, Reno, NV, 2002.
- [9] J. R. Roth, H. Sin, R. C. M. Madhan, and S. P. Wilkinson, "Flow re-attachment and acceleration by paraelectric and peristaltic electrohydrodynamic (EHD) effects," in *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, 2003.

- [10] J. R. Roth, "Aerodynamic flow acceleration using piezoelectric and peristaltic electrohydrodynamic effects of a One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma," *Physics of Plasmas*, vol. 10, pp. 2117-2126, May 2003.
- [11] J. Jolibois, M. Forte, and E. Moreau, "Separation Control along a NACA 0015 Airfoil Using a Dielectric Barrier Discharge Actuator," in *IUTAM Symposium on Flow Control and MEMS*, London, UK, 2006.
- [12] N. Benard, P. Braud, and J. Jolibois, "Airflow Reattachment Along a NACA 0015 Airfoil by Surfaces Dielectric Barrier Discharge Actuator – Time Resolved Particle Image Velocimetry Investigation," in *4th Flow Control Conference*, Seattle, WA, 2008.
- [13] T. C. Corke, M. L. Post, and D. M. Orlov, "Single-Dielectric Barrier Discharge Plasma Enhanced Aerodynamics: Concepts, Optimization, and Applications," *Journal of Propulsion and Power*, vol. 24, pp. 935-945, Sep-Oct 2008.
- [14] J. D. Jacob, K. Ramakumar, R. Anthony, and R. B. Rivir, "Control of Laminar and Turbulent Shear Flows Using Plasma Actuators," in *4th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, Williamsburg, VA 2005.
- [15] G. Boesch, H. D. Vo, B. Savard, C. Wanko-Tchatchouang, and N. W. Mureithi, "Flight Control Using Wing-Tip Plasma Actuation," *Journal of Aircraft*, vol. 47, pp. 1836-1846, Nov-Dec 2010.
- [16] S. C. Morris, T. C. Corke, D. VanNess, J. Stephens, and T. Douville, "Tip Clearance Control Using Plasma Actuators," in *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, 2005.
- [17] D. K. Van Ness II, T. C. Corke, and S. C. Morris, "Turbine Tip Clearance Flow Control using Plasma Actuators," in *44th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, 2006.
- [18] T. Douville, J. Stephens, T. C. Corke, and S. C. Morris, "Turbine Blade Tip Leakage Flow Control by Partial Squealer Tip and Plasma Actuators," in *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, 2006.
- [19] C.-P. Lee, A. R. Wadia, D. G. Cherry, and S. M. Carson, "Plasma blade tip clearance control " US Patent US7819626 B2, 2010.

- [20] S. C. Morris, T. C. Corke, and J. D. Cameron, "Compressor tip gap flow control using plasma actuators," US Patent US20090065064 A1, 2009.
- [21] A. R. Wadia, D. S. Clark, C.-P. Lee, A. Breeze-Stringfellow, and G. S. McNulty, "Plasma Clearance Controlled Compressor " US Patent US20100284795 A1, 2010.
- [22] G. Jothiprasad, R. C. Murray, K. Essenhig, G. A. Bennett, S. Saddoughi, A. Wadia, *et al.*, "Control of Tip-Clearance Flow in a Low Speed Axial Compressor Rotor With Plasma Actuation," *Journal of Turbomachinery*, vol. 134, p. 021019, 2011.
- [23] H. D. Vo, "Control of Rotating Stall in Axial Compressors Using Plasma Actuators," in *37th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit* Miami, FL, 2007.
- [24] H. D. Vo, J. D. Cameron, and S. C. Morris, "Control of Short Length-Scale Rotating Stall Inception on a High-Speed Axial Compressor With Plasma Actuation," in *ASME Turbo Expo 2008: Power for Land, Sea, and Air*, Berlin, Germany, 2008, pp. 533-542.
- [25] F. Ashrafi, "Delay of Rotating Stall in Compressors Using Plasma Actuation," Master Thesis, Département de génie mécanique, École Polytechnique de Montréal, Montreal, 2014.
- [26] S. Grundmann and C. Tropea, "Active cancellation of artificially introduced Tollmien–Schlichting waves using plasma actuators," *Experiments in Fluids*, vol. 44, pp. 795-806, 2007.
- [27] S. Grundmann and C. Tropea, "Experimental damping of boundary-layer oscillations using DBD plasma actuators," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 30, pp. 394–402, Jun 2009.
- [28] A. J. Duchmann, A. Kurz, A. Widmann, S. Grundmann, and C. Tropea, "Characterization of Tollmien-Schlichting Wave Damping by DBD Plasma Actuators Using Phase-Locked PIV," in *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, Nashville, TN, 2012.
- [29] M. Rihard and S. Roy, "Damping Tollmien–Schlichting waves in a boundary layer using plasma actuators," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 46, p. 485203, Dec 4 2013.

- [30] K. D. Hall, E. J. Jumper, T. C. Corke, and T. E. McLaughlin, "Potential Flow Model of a Plasma Actuator as a Lift Enhancement Device," in *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, 2005.
- [31] W. Shyy, B. Jayaraman, and A. Andersson, "Modeling of glow discharge-induced fluid dynamics," *J. Appl. Phys.*, vol. 92, pp. 6434-6443, Dec 1 2002.
- [32] Y. B. Suzen and P. G. Huang, "Simulations of Flow Separation Control using Plasma Actuators," in *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, 2006.
- [33] Y. B. Suzen, P. G. Huang, J. D. Jacob, and D. E. Ashpis, "Numerical Simulations of Plasma Based Flow Control Applications," in *35th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, Toronto, 2005.
- [34] Y. B. Suzen, P. G. Huang, and D. E. Ashpis, "Numerical Simulations of Flow Separation Control in Low-Pressure Turbines using Plasma Actuators," in *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, 2007.
- [35] D. M. Orlov, T. C. Corke, and M. P. Patel, "Electric Circuit Model for Aerodynamic Plasma Actuator," in *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, Reno, NV, 2006.
- [36] D. M. Orlov, T. Apker, C. He, H. Othman, and T. Corke, "Modeling and Experiment of Leading Edge Separation Control Using SDBD Plasma Actuators," in *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, Reno, NV, 2007.
- [37] D. M. Orlov, "Modelling and simulation of single dielectric barrier discharge plasma actuators," PhD Thesis, University of Notre Dame, Notre Dame, I.N., 2006.
- [38] S. Lemire and H. D. Vo, "Reduction of Fan and Compressor Wake Defect Using Plasma Actuation for Tonal Noise Reduction," *Journal of Turbomachinery*, vol. 133, p. 011017, Jan 2011.
- [39] S. Lemire, "Amelioration de la performance des compresseurs et des soufflantes par actionnement plasma," Master Thesis, Département de génie mécanique, École Polytechnique de Montréal, Montreal, Canada, 2008.
- [40] S. Lemire, H. D. Vo, and M. W. Benner, "Performance Improvement of Axial Compressors and Fans with Plasma Actuation," *International Journal of Rotating Machinery*, 2009.

- [41] D. Palmeiro, "Modeling of Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators for Flow Control Simulations," Master Thesis, University of Toronto, Toronto, Canada, 2011.
- [42] I. H. Ibrahim and M. Stoke, "Simulations of the linear plasma synthetic jet actuator utilizing a modified Suzen-Huang model," *Phys. Fluids*, vol. 24, p. 113602, Nov 2012.
- [43] I. H. Ibrahim and M. Stoke, "Simulating plasma actuators in a channel flow configuration by utilizing the modified Suzen–Huang model," *Computers & Fluids*, vol. 99, pp. 144-155, Jul 22 2014.
- [44] C. T. Corke, M. L. Post, and D. M. Orlov, "SDBD plasma enhanced aerodynamics: concepts, optimization and applications," *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 43, pp. 193–217, Oct-Nov 2007.
- [45] T. C. Corke, M. L. Post, and D. M. Orlov, "Single dielectric barrier discharge plasma enhanced aerodynamics: physics, modeling and applications," *Experiments in Fluids*, vol. 46, pp. 1-26, Jan 2009.
- [46] C. L. Enloe, T. E. McLaughlin, R. D. VanDyken, K. D. Kachner, E. J. Jumper, T. C. Corke, *et al.*, "Mechanisms and Responses of a Dielectric Barrier Plasma Actuator: Geometric Effects," *AIAA Journal*, vol. 42, pp. 595-604, Mar 2004.
- [47] T. Abe, Y. Takizawa, S. Sato, and N. Kimura, "Experimental Study for Momentum Transfer in a Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuator," *AIAA Journal*, vol. 46, pp. 2248-2256, Sep 2008.
- [48] F. O. Thomas, T. C. Corke, M. Iqbal, A. Kozlov, and D. Schatzman, "Optimization of Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators for Active Aerodynamic Flow Control," *AIAA Journal*, vol. 47, pp. 2169-2178, Sep 2009.
- [49] C. O. Porter, J. W. Baughn, T. E. McLaughlin, C. L. Enloe, and G. I. Font, "Temporal Force Measurements on an Aerodynamic Plasma Actuator," in *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, 2006.
- [50] [N. Bernard and E. Moreau, "Role of the electric waveform supplying a dielectric barrier discharge plasma actuator," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, p. 193503, 2012.](#)

- [51] J. A. Valerioti and T. C. Corke, "Pressure Dependence of Dielectric Barrier Discharge Plasma Flow Actuators," *AIAA Journal*, vol. 50, pp. 1490-1502, Jul 2012.
- [52] J. A. Valerioti, "Pressure Dependence of Plasma Actuated Flow Control," Master Thesis, University of Notre Dame, Notre-Dame, IN, 2010.
- [53] P. Versailles, V. Gingras-Gosselin, and H. D. Vo, "Impact of Pressure and Temperature on the Performance of Plasma Actuators," *AIAA Journal*, vol. 48, pp. 859-863, Apr 2010.
- [54] J. Soni and S. Roy, "Low pressure characterization of dielectric barrier discharge actuators," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, Mar 18 2013.
- [55] N. Benard, N. Balcon, and E. Moreau, "Electric wind produced by a surface dielectric barrier discharge operating in air at different pressures," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 41, p. 042002, Feb 21 2008.
- [56] N. Bernard, N. Balcon, and E. Moreau, "Electric Wind Produced by a Single Dielectric Barrier Discharge Actuator Operating in Atmospheric Flight Conditions – Pressure Outcome," in *39th Plasmadynamics and Lasers Conference*, Seattle, WA, 2008.
- [57] F. Demers, "Amélioration de l'aérodynamisme des ailes d'avion par actionnement plasma," Master Thesis, Département de génie mécanique, Polytechnique Montréal, Montréal, 2015.
- [58] J. E. Harry, *Introduction to Plasma Technology: Science, Engineering and Applications*. Weinheim, Germany: Wiley-VCH, 2010.
- [59] A. Fridman and L. A. Kennedy, *Plasma Physics and Engineering*. Boca Raton, FL: CRC Press, 2011.
- [60] J. P. Goedbloed and S. Poedts, *Principles of Magnetohydrodynamics*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2004.
- [61] F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics*. New York, NY: Plenum Press, 1974.
- [62] T. Makabe and Z. L. Petrovic, *Plasma Electronics*. Boca Raton, FL: CRC Press, 2015.
- [63] A. Fridman, *Plasma Chemistry*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2008.
- [64] P. M. Bellan, *Fundamentals of Plasma Physics*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2006.

- [65] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. New York, NY: John Wiley & Sons, 1994.
- [66] D. A. Gurnett and A. Bhattacharjee, *Introduction to Plasma Physics: With Space and Laboratory Applications*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2005.
- [67] Y. L. Klimontovich, *The Statistical Theory of Non-Equilibrium Processes in a Plasma*. London, UK: Pergamon Press, 1967.
- [68] M. Born and H. S. Green, *A General Kinetic Theory of Liquids*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1949.
- [69] D. R. Nicholson, *Introduction to Plasma Theory*. New York, NY: John Wiley & Sons, 1983.
- [70] D. Diver, *A Plasma Formulary for Physics, Technology and Astrophysics*. Berlin, Germany: Wiley-VCH, 2001.
- [71] B. M. Smirnov, *Physics of Ionized Gases*. New York, NY: John Wiley & Sons 2001.
- [72] K. H. Becker, M. Schmidt, A. A. Viggiano, R. Dressler, and S. Williams, "Air Plasma Chemistry," in *Non-Equilibrium Air Plasmas at Atmospheric Pressure*, K. H. Becker, U. Kogelschatz, K. H. Schoenbach, and R. J. Barker, Eds., ed Bristol, UK: Institute of Physics Publishing, 2005.
- [73] O. Ishihara, G. Candler, O. C. Laux, A. P. Napartovich, L. C. Pitchford, J. P. Boeuf, *et al.*, "Modeling," in *Non-Equilibrium Air Plasmas at Atmospheric Pressure*, K. H. Becker, U. Kogelschatz, K. H. Schoenbach, and R. J. Barker, Eds., ed Bristol, UK: Institute of Physics Publishing, 2005.
- [74] J. W. Gregory, C. L. Enloe, G. I. Font, and T. E. McLaughlin, "Force Production Mechanisms of a Dielectric-Barrier Discharge Plasma Actuator," in *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, 2007.
- [75] D. M. Orlov, G. I. Font, and D. Edelstein, "Characterization of Discharge Modes of Plasma Actuators," *AIAA Journal*, vol. 46, pp. 3142-3148, Dec 2008.
- [76] B. E. Mertz and T. C. Corke, "Single-dielectric barrier discharge plasma actuator modelling and validation," *J. Fluid Mech.*, vol. vol. 669, pp. 557–583, Feb 2011.

- [77] C. L. Enloe, T. E. McLaughlin, R. D. VanDyken, K. D. Kachner, E. J. Jumper, and T. C. Corke, "Mechanisms and Responses of a Single Dielectric Barrier Plasma Actuator: Plasma Morphology," *AIAA Journal*, vol. 42, pp. 589-593, Mar 2004.
- [78] B. E. Mertz, "Refinement, Validation, and Implementation of Lumped Circuit Element Model for Single Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators," PhD Thesis, University of Notre Dame, Notre Dame, IN, 2010.
- [79] C. O. Porter, J. W. Baughn, T. E. McLaughlin, C. L. Enloe, and G. I. Font, "Plasma Actuator Force Measurements," *AIAA Journal*, vol. 45, pp. 1562-1570, Jul 2007.
- [80] A. Debien, N. Benard, L. David, and E. Moreau, "Unsteady aspect of the electrohydrodynamic force produced by surface dielectric barrier discharge actuators," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, p. 013901, 2012.
- [81] G. I. Font, "Boundary-Layer Control with Atmospheric Plasma Discharges," *AIAA Journal*, vol. 44, pp. 1572-1578, Jul 2006.
- [82] G. I. Font and W. L. Morgan, "Plasma Discharges in Atmospheric Pressure Oxygen for Boundary Layer Separation Control," in *35th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, Toronto, Canada, 2005.
- [83] G. I. Font, C. L. Enloe, T. E. McLaughlin, and D. M. Orlov, "Plasma Discharge Characteristics and Experimentally Determined Boundary Conditions for a Plasma Actuator," in *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, 2007.
- [84] G. I. Font, S. Jung, C. L. Enloe, T. E. McLaughlin, W. L. Morgan, and J. W. Baughn, "Simulation of the Effects of Force and Heat Produced by a Plasma Actuator on Neutral Flow Evolution," in *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, Reno, NV, 2006.
- [85] C. L. Enloe, M. G. McHarg, and T. E. McLaughlin, "Time-correlated force production measurements of the dielectric barrier discharge plasma aerodynamic actuator," *J. Appl. Phys.*, vol. 103, Apr 1 2008.
- [86] C. L. Enloe, M. G. McHarg, G. I. Font, and T. E. McLaughlin, "Plasma-induced force and self-induced drag in the dielectric barrier discharge aerodynamic plasma actuator," in *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, Orlando, FL, 2009.

- [87] C. Baird, C. L. Enloe, T. E. McLaughlin, and J. W. Baughn, "Acoustic Testing of the Dielectric Barrier Discharge (DBD) Plasma Actuator," in *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada, 2005.
- [88] W. Kim, H. Do, M. G. Mungal, and M. A. Cappelli, "On the role of oxygen in dielectric barrier discharge actuation of aerodynamic flows," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, Oct 29 2007.
- [89] G. I. Font, C. L. Enloe, J. Y. Newcomb, A. L. Teague, A. R. Vasso, and T. E. McLaughlin, "Effects of Oxygen Content on Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuator Behavior," *AIAA Journal*, vol. 49, pp. 1366-1373, Jul 2011.
- [90] G. I. Font, C. L. Enloe, J. Y. Newcomb, A. L. Teague, A. R. Vasso, and T. E. McLaughlin, "Effects of Oxygen Content on the Behavior of the Dielectric Barrier Discharge Aerodynamic Plasma Actuator," in *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, Orland, FL, 2010.
- [91] S. Leonov, D. Opaitis, R. Miles, and V. Soloviev, "Time-resolved measurements of plasma-induced momentum in air and nitrogen under dielectric barrier discharge actuation," *Physics of Plasmas*, vol. 17, p. 113505, Nov 2010.
- [92] S. B. Leonov, D. Opaitis, R. Miles, and V. Soloviev, "Time-Resolved Measurements of Plasma-Induced Momentum of Air and N₂ under DBD Actuation," in *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, Orlando, FL, 2011.
- [93] G. I. Font, C. L. Enloe, and T. E. McLaughlin, "Plasma Volumetric Effects on the Force Production of a Plasma Actuator," *AIAA Journal*, vol. 48, pp. 1869-1874, Sep 2010.
- [94] N. Bernard, A. Debien, and E. Moreau, "Time-dependent volume force produced by a non-thermal plasma actuator from experimental velocity field," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 46, p. 245201 2013.
- [95] J. P. Murphy, J. Kriegseis, and P. Lavoie, "Scaling of maximum velocity, body force, and power consumption of dielectric barrier discharge plasma actuators via particle image velocimetry," *J. Appl. Phys.*, vol. 113, p. 243301, Jun 28 2013.
- [96] M. Kotsonis and S. Ghaemi, "Forcing mechanisms of dielectric barrier discharge plasma actuators at carrier frequency of 625 Hz," *J. Appl. Phys.*, vol. 110, p. 113301, Dec 1 2011.

- [97] M. Kotsonis and S. Ghaemi, "Performance improvement of plasma actuators using asymmetric high voltage waveforms," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 45, Feb 1 2012.
- [98] C. L. Enloe, T. McLaughlin, G. I. Font, and J. W. Baughn, "Parameterization of Temporal Structure in the Single-Dielectric-Barrier Aerodynamic Plasma Actuator," *AIAA Journal*, vol. 44, pp. 1127-1136, Jun 2006.
- [99] B. E. Mertz and T. C. Corke, "Time-Dependent Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuator Modeling," in *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, Orlando, FL, 2008.
- [100] A. Bouchmal, "Modeling of Dielectric-Barrier Discharge Actuator," Master Thesis, Delft University of Technology, Delft, Netherlands, 2011.
- [101] I. H. Ibrahim and M. Skote, "Boundary condition modifications of the Suzen-Huang plasma actuator model," *International Journal of Flow Control*, vol. 3, pp. 111-132, 2011.
- [102] A. Ahmadi, J. Labadin, and P. Phang, "Numerical Visualization of Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuator Surface Discharge," in *AIP Conf. Proc.*, Halkidiki, 2011.
- [103] R. J. Thompson and T. M. Moeller, "Numerical Investigations of Plasma Actuator Lorentz Body Forces," in *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, Nashville, TN, 2012.
- [104] M. Abdollahzadeh, J. C. Pascoa, and P. J. Oliveira, "Modified split-potential model for modeling the effect of DBD plasma actuators in high altitude flow control," *Current Applied Physics*, vol. 14, pp. 1160-1170, Aug 2014.
- [105] C. C. Nelson, A. B. Cain, M. P. Patel, and T. C. Corke, "Simulation of Plasma Actuators Using the Wind-US Code," in *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, 2006.
- [106] D. M. Orlov and T. C. Corke, "Numerical Simulation of Aerodynamic Plasma Actuator Effects," in *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, 2005.
- [107] T. Williams, A. Jemcovy, and T. Corke, "DBD Plasma Actuator Design for Optimal Flow Control," in *52nd Aerospace Sciences Meeting*, National Harbor, MD, 2014.
- [108] C. He, "Plasma Slats and Flaps: An Application of Plasma Actuators for Hingeless Aerodynamic Control," PhD Thesis, University of Notre Dame, Notre Dame, IN, 2008.

- [109] D. A. Reasor Jr., R. P. LeBeau, and Y. B. Suzen, "Unstructured Grid Simulations of Plasma Actuator Models," in *37th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, Miami, FL, 2007.
- [110] Y. Kim, I.-Y. Oh, J.-G. Yook, and Y. Hong, "Numerical Investigation of Electromagnetic Characteristics of Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators " in *Proceedings of the 10th European Radar Conference*, Nuremberg, 2013.
- [111] S. D. Shyam, M. Abdollahzadeh, J. C. Pascoa, A. Dumas, and M. Trancossi, "Numerical modeling of coanda effect in a novel propulsive system," *Int. Jnl. of Multiphysics*, vol. 8, pp. 181-201, 2014.
- [112] A. Salmasi, A. Shadaram, and A. S. Taleghani, "Effect of Plasma Actuator Placement on the Airfoil Efficiency at Poststall Angles of Attack," *IEEE Transaction on Plasma Science*, vol. 41, pp. 3079-3085, Oct 2013.
- [113] M. Abdollahzadeh, J. Páscoa, and P. Oliveira, "Numerical Modeling of Boundary Layer Control Using Dielectric Barrier Discharge," in *IV Conferência Nacional em Mecânica dos Fluidos*, Lisbon, 2012.
- [114] A. N. M. M. I. Mukut, H. Mizunuma, H. Obara, and T. Segawa, "Flow Characteristics Induced by Winglet-Type Plasma Actuator," *Journal of Fluid Science and Technology*, vol. 8, pp. 396-406, 2013.
- [115] A. Santhanakrishnan, D. A. Reasor Jr., and R. P. LeBeau Jr., "Unstructured Numerical Simulation of Experimental Linear Plasma Actuator Synthetic Jet Flows," in *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, 2008.
- [116] A. Santhanakrishnan, D. A. Reasor Jr., and R. P. LeBeau Jr., "Characterization of linear plasma synthetic jet actuators in an initially quiescent medium," *Phys. Fluids*, vol. 21, p. 043602, Apr 2009.
- [117] Y. Cheng, X. Che, and W. Nie, "Numerical Study on Propeller Flow-Separation Control by DBD-Plasma Aerodynamic Actuation," *IEEE Transaction on Plasma Science*, vol. 41, pp. 892-898, Apr 2013.
- [118] K. Dennis, Y. B. Suzen, and N. Uygun, "Simulations of Plasma Flow Control in Low-Pressure Turbines," in *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, 2008.

- [119] B. A. Belson, R. E. Hanson, D. Palmeiro, P. Lavoie, K. Meidell, and C. W. Rowley, "Comparison of Plasma Actuators in Simulations and Experiments for Control of Bypass Transition," in *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, Nashville, TN, 2012.
- [120] S.-J. Dai, Y. Xiao, L.-M. He, T. Jin, Q. Zhang, and P.-H. Hou, "Film-cooling of cylindrical hole with downstream surface dielectric barrier discharge actuators," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 90, pp. 825–837, Nov 2015.
- [121] S.-J. Dai, Y. Xiao, L.-M. He, T. Jin, Q. Zhang, P.-H. Hou, *et al.*, "An experimental study of plasma aerodynamic actuation on a round jet in cross flow," *AIP Advances*, vol. 5, p. 037143, Mar 2015.
- [122] S.-J. Dai, Y. Xiao, L.-M. He, T. Jin, P.-H. Hou, Q. Zhang, *et al.*, "Computational study of plasma actuator on film cooling performance for different shaped holes," *AIP Advances*, vol. 5, p. 067104, Jun 2015.
- [123] H. Aono, S. Sekimoto, M. Sato, A. Yakeno, T. Nonomura, and K. Fuji, "Computational and experimental analysis of flow structures induced by a plasma actuator with burst modulations in quiescent air," *Mechanical Engineering Journal*, vol. 2, 2015.
- [124] K. Asada, T. Nonomura, H. Aono, M. Sato, K. Okada, and a. K. Fujii, "LES of transient flows controlled by DBD plasma actuator over a stalled airfoil," *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, vol. 29, pp. 215–229, 2015.
- [125] A. Eltaweel, M. Wang, D. Kim, F. O. Thomas, and A. V. Kozlov, "Numerical investigation of tandem-cylinder noise reduction using plasma-based flow control," *J. Fluid Mech.*, vol. 756, pp. 422-451, Oct 2014.
- [126] A. Eltaweel, "Numerical Investigation of Tandem-Cylinder Aerodynamic Noise and Its Control with Application to Airframe Noise," PhD Thesis, University of Notre Dame, Notre Dame, IN, 2013.
- [127] T. Sengupta, V. Suman, and Y. Bhumkar, "Control of Bypass Transitional Flow Past an Aerofoil by Plasma Actuation," *International Journal of Emerging Multidisciplinary Fluid Sciences*, vol. 3, 2011.
- [128] R. J. Thompson, A. Wilson, T. Moeller, and C. L. Merkle, "A Strong Conservative Implicit Riemann Solver for Coupled Navier-Stokes and Full Maxwell Equations," in *51st AIAA*

Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Grapevine , TX, 2013.

- [129] T. Underwood, S. Roy, and B. Glaz, "Development of a Lumped Element Circuit Model for Approximation of Nanosecond Pulsed Dielectric Barrier Discharges," in *51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace* Grapeville, TX, 2013.
- [130] E. Kuffel, W. S. Zaengl, and J. Kuffel, *High Voltage Engineering*. Oxford, UK: Butterworth-Heinemann, 2000.
- [131] Y. Aboelkassem, "Numerical simulation of electroosmotic complex flow patterns in a microchannel," *Computers & Fluids*, vol. 52, pp. 104–115, Dec 30 2011.
- [132] A. V. Likhanskii, "Particle-in-Cell modeling of the pulsed DBD plasma actuator," in *40th Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, Chicago, IL, 2010.
- [133] M. A. Huerta and L. D. Ludeking, "Particle-in-Cell Simulations of Initial Argon Dielectric-Barrier Discharges," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 39, pp. 1042-1050, Apr 2011.
- [134] M. A. Huerta and L. D. Ludeking, "Some Results of Dielectric Barrier Discharge Simulations Using the PIC Code MAGIC," in *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, Orlando, FL, 2009.
- [135] M. A. Huerta and L. D. Ludeking, "Some Results of Dielectric Barrier Discharge Simulations Using the PIC Code (MAGIC)," presented at the 40th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference San Antonio, TX, 2009.
- [136] G. I. Font and W. L. Morgan, "Recent Progress in Dielectric Barrier Discharges for Aerodynamic Flow Control," *Contrib. Plasma Phys.*, vol. 47, pp. 103-110, 2007.
- [137] J.-P. Boeuf and L. C. Pitchford, "Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric barrier discharge," *J. Appl. Phys.*, vol. 97, p. 103307, May 15 2005.

- [138] J. P. Boeuf, Y. Lagmich, T. Unfer, T. Callegari, and L. C. Pitchford, "Electrohydrodynamic force in dielectric barrier discharge plasma actuators," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 40, pp. 652–662, Feb 7 2007.
- [139] [Y. Lagmich, T. Callegari, L. C. Pitchford, and J. P. Boeuf, "Model description of surface dielectric barrier discharges for flow control," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 41, p. 095205, May 7 2008.](#)
- [140] [J. P. Boeuf, Y. Lagmich, and L. C. Pitchford, "Contribution of positive and negative ions to the electrohydrodynamic force in a dielectric barrier discharge plasma actuator operating in air," *J. Appl. Phys.*, vol. 106, p. 023115, Jul 15 2009.](#)
- [141] T. Unfer and J. P. Boeuf, "Modelling of a nanosecond surface discharge actuator," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 42, p. 194017, Oct 7 2009.
- [142] T. Unfer and J.-P. Boeuf, "Modeling and comparison of sinusoidal and nanosecond pulsed surface dielectric barrier discharges for flow control," *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol. 52, p. 124019, Dec 2010.
- [143] A. V. Likhanskii, M. N. Shneider, S. O. Macharet, and R. B. Miles, "Modeling of Interaction Between Weakly Ionized Near-Surface Plasmas and Gas Flow " in *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* Reno, NV, 2006.
- [144] A. V. Likhanskii, M. N. Shneider, S. O. Macheret, and R. B. Miles, "Optimization of Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators Driven By Repetitive Nanosecond Pulses," in *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, 2007.
- [145] A. V. Likhanskii, M. N. Shneider, S. O. Macheret, and R. B. Miles, "Modeling of dielectric barrier discharge plasma actuators driven by repetitive nanosecond pulses," *Physics of Plasmas*, vol. 14, p. 073501, Jul 2007.
- [146] A. V. Likhanskii, M. N. Shneider, D. F. Opaitis, R. B. Miles, and S. O. Macheret, "Numerical modeling of DBD plasma actuators and the induced air flow," in *38th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*, Miami, FL, 2007.
- [147] A. V. Likhanskii, M. N. Shneider, S. O. Macheret, and R. B. Miles, "Modeling of dielectric barrier discharge plasma actuator in air," *J. Appl. Phys.*, vol. 103, p. 053305, Mar 1 2008.

- [148] A. V. Likhanskii, V. V. Semak, M. N. Shneider, D. F. Opaits, R. B. Miles, and S. O. Macheret, "The role of the photoionization in the numerical modeling of the DBD plasma actuator," in *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, Orlando, FL, 2009.
- [149] S. Roy and D. V. Gaitonde, "Ionized Collisional Flow Model for Atmospheric RF Application," in *35th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*, Portland, OR, 2004.
- [150] S. Roy and D. V. Gaitonde, "Modeling Surface Discharge Effects of Atmospheric RF on Gas Flow Control," in *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, 2005.
- [151] S. Roy and D. V. Gaitonde, "Force interaction of high pressure glow discharge with fluid flow for active separation control," *Physics of Plasmas*, vol. 13, p. 023503, Feb 2006.
- [152] K. P. Singh and S. Roy, "Simulation of an asymmetric single dielectric barrier plasma actuator," *J. Appl. Phys.*, vol. 98, p. 083303, Oct 15 2005.
- [153] K. P. Singh, S. Roy, and D. V. Gaitonde, "Modeling of Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuator with Atmospheric Air Chemistry," in *37th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*, San Francisco, CA, 2006.
- [154] S. Roy, K. P. Singh, and D. V. Gaitonde, "Air Plasma Actuators for Effective Flow Control," in *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, 2007.
- [155] K. P. Singh and S. Roy, "Modeling plasma actuators with air chemistry for effective flow control," *J. Appl. Phys.*, vol. 101, p. 123308, Jun 15 2007.
- [156] C.-C. Wang and S. Roy, "Microscale plasma actuators for improved thrust density," *J. Appl. Phys.*, vol. 106, p. 013310, Jul 1 2009.
- [157] C.-C. Wang and S. Roy, "Energy and force prediction for a nanosecond pulsed dielectric barrier discharge actuator," *J. Appl. Phys.*, vol. 111, p. 103302, May 15 2012.
- [158] B. Jayaraman, Y.-C. Cho, and W. Shyy, "Modeling of Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuator," in *38th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*, Miami, FL, 2007.

- [159] B. Jayaraman, S. Thakur, and W. Shyy, "Modeling of Fluid Dynamics and Heat Transfer Induced by Dielectric Barrier Plasma Actuator," *Journal of Heat Transfer*, vol. 129, pp. 517-525, Apr 2007.
- [160] B. Jayaraman, Y.-C. Cho, and W. Shyy, "Modeling of dielectric barrier discharge plasma actuator," *J. Appl. Phys.*, vol. 103, p. 053304, Mar 1 2008.
- [161] J. S. Shang, R. L. Kimmel, J. Menart, and S. T. Surzhikov, "Hypersonic Flow Control Using Surface Plasma Actuator," *Journal of Propulsion and Power*, vol. 24, pp. 923-934, Sep-Oct 2008.
- [162] J. S. Shang and P. G. Huang, "Modeling of ac dielectric barrier discharge," *J. Appl. Phys.*, vol. 107, p. 113302, Jun 1 2010.
- [163] J. S. Shang, F. Roveda, and P. G. Huang, "Electrodynamic force of dielectric barrier discharge," *J. Appl. Phys.*, vol. 109, p. 113301, Jun 1 2011.
- [164] P. G. Huang, J. S. Shang, and S. A. Stanfield, "Periodic Electrodynamic Field of Dielectric Barrier Discharge," *AIAA Journal*, vol. 49, pp. 119-127, Jan 2011.
- [165] C. Punset, J. P. Boeuf, and L. C. Pitchford, "Two-dimensional Simulation of an Alternating Current Matrix Plasma Display Cell: Cross-talk and Other Geometric Effects," *J. Appl. Phys.*, vol. 83, pp. 1884-1897, Feb 15 1998.
- [166] C. Punset, S. Cany, and J. P. Boeuf, "Addressing and Sustaining in Alternating Current Coplanar Plasma Display Panels," *J. Appl. Phys.*, vol. 86, pp. 124-133, Jul 1 1999.
- [167] S. Rauf and M. J. Kushner, "Dynamics of a coplanar-electrode plasma display panel cell. I. Basic operation," *J. Appl. Phys.*, vol. 85, pp. 3460-3469, Apr 1 1999.
- [168] R. Veerasingam, R. B. Campbell, and R. T. McGrath, "One-dimensional fluid simulations of a helium-xenon filled ac colour plasma flat panel display pixel," *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 6, pp. 157-169, May 1997.
- [169] H. Nishida and T. Abe, "Validation Study of Numerical Simulation of Discharge Plasma on DBD Plasma Actuator," in *42nd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*, Honolulu, HI, 2011.

- [170] H. Nishida, T. Nonomura, and T. Abe, "Numerical Study on Spanwise Nonuniformity in Body-Force Field of Dielectric-Barrier-Discharge Plasma Actuator," *AIAA Journal*, vol. 54, pp. 659-669, Feb 2016.
- [171] J. Kriegseis, S. Grundmann, and C. Tropea, "Airflow influence on the discharge performance of dielectric barrier discharge plasma actuators," *Physics of Plasmas*, vol. 19, Jul 2012.
- [172] J. Kriegseis, K. Barckmann, J. Frey, C. Tropea, and S. Grundmann, "Competition between pressure effects and airflow influence for the performance of plasma actuators," *Physics of Plasmas*, vol. 21, May 2014.
- [173] G. J. M. Hagelaar, "Modeling of Microdischarges for Display Technology," PhD Thesis, Eindhoven University of Technology, Eindhoven, Netherlands, 2000.
- [174] G. J. M. Hagelaar and L. C. Pitchford, "Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models," *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 14, pp. 722-733, Nov 2005.
- [175] P. L. G. Ventzek, T. J. Sommerer, R. J. Hoekstra, and M. J. Kushner, "Two-Dimensional Hybrid Model of Inductively Couple Plasma Sources for Etching," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, pp. 605-607, 1993.
- [176] P. L. G. Ventzek, R. J. Hoekstra, and M. J. Kushner, "Two-Dimensional Modeling of High Plasma Density Inductively Coupled Sources for Materials Processing," *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 12, pp. 461-477, 1994.
- [177] H. K. Gummel, "A self-consistent iterative scheme for one-dimensional steady state transistor calculations," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-11, pp. 45-465, 1964.
- [178] D. L. Scharfetter and H. K. Gummel, "Large-signal analysis of a silicon read diode oscillator," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-16, pp. 64-77, 1969.
- [179] T. Unfer, "Méthode asynchrone pour la modélisation d'actuateurs plasma destinés au contrôle d'écoulement," PhD Thesis, Laboratoire PLAsma et Conversion d'Energie (LAPLACE), Université Toulouse III Toulouse, France, 2008.

- [180] A. V. Phelps and L. C. Pitchford, "Anisotropic scattering of electrons by N₂ and its effect on electron transport," *Phys Rev A Gen Phys*, vol. 31, pp. 2932-2949, May 1985.
- [181] S. A. Lawton and A. V. Phelps, "Excitation of the $b\ 1\Sigma^+ g$ state of O₂ by low energy electrons," *J. Chem. Phys.*, vol. 69, pp. 1055-1068, 1978.
- [182] H. Nishida, T. Nonomura, and T. Abe, "Characterization of Electrohydrodynamic Force on Dielectric-Barrier-Discharge Plasma Actuator Using Fluid Simulation," *World Academy of Science, Engineering and Technology*, vol. 6, pp. 254-258, 2012.
- [183] R. B. Langtry and F. R. Menter, "Transition Modeling for General CFD Applications in Aeronautics," presented at the Transition Modeling for General CFD Applications in Aeronautics, Reno, NV, 2005.
- [184] Y. Lagmich, "Diagnostic et modélisation d'une décharge à barrière diélectrique pour le contrôle d'écoulement," PhD Thesis, Laboratoire PLAsma et Conversion d'Energie (LAPLACE), Université Toulouse III - Paul Sabatier, Toulouse, France, 2007.
- [185] E. W. McDaniel and E. A. Mason, *The mobility and diffusion of ions in gases*. New York, NY: Wiley, 1973.
- [186] Y. Yang, Y. I. Cho, and A. Fridman, *Plasma Discharge in Liquid*. Boca Raton, FL CRC Press, 2012.
- [187] J. Warnatz, U. Maas, and D. R.W., *Combustion*. Berlin, Germany: Springer, 2006.
- [188] N. Balcon, "Atmospheric pressure Radio Frequency discharges, diagnostic and numerical modeling," PhD Thesis, Laboratoire PLAsma et Conversion d'Energie (LAPLACE), Université Paul Sabatier,, Toulouse, France, 2007.
- [189] G. J. M. Hagelaar and G. M. W. Kroesen, "Speeding up fluid models for gas discharges by implicit treatment of the electron energy source term," *Journal of Computational Physics*, vol. 159, pp. 1-12, Mar 20 2000.
- [190] P. Sonneveld, "CGS, a fast Lanczos-type solver for nonsymmetric linear systems," *SIAM J. Sci. and Stat. Comput.*, vol. 10, pp. 36-52, Jan 1989.

- [191] H. A. van der Vorst, "Bi-CGSTAB: A Fast and Smoothly Converging Variant of Bi-CG for the Solution of Nonsymmetric Linear Systems," *SIAM J. Sci. and Stat. Comput.*, vol. 13, pp. 631–644, 1992.
- [192] Y. Saad and M. H. Schultz, "GMRES: A generalized minimal residual algorithm for solving nonsymmetric linear systems," *SIAM J. Sci. and Stat. Comput.*, vol. 7, pp. 856-869, 1986.
- [193] P. Debye and E. Hückel, "Zur Theorie der Elektrolyte. I. Gefrierpunktserniedrigung und verwandte Erscheinungen," *Physikalische Zeitschrift* vol. 24, pp. 185–206, 1923.
- [194] H. V. Boenig, *Plasma Science and Technology*. New York, NY: Cornell University Press, 1982.
- [195] D. M. Goebel and I. Katz, *Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters* Hoboken, N.J.: John Wiley & Sons, 2008.
- [196] D. Li, *Electrokinetics in Microfluidics*. London, UK: Academic Press, 2004.
- [197] H.-J. Butt, K. Graf, and M. Kappl, *Physics and Chemistry of Interfaces*. Darmstadt: WILEY-VCH, 2003.
- [198] J. H. Masliyah and S. Bhattacharjee, *Electrokinetic and Colloid Transport Phenomena*. Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 2006.
- [199] J. Pons, E. Moreau, and G. Touchard, "Asymmetric surface dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 38, pp. 3635–3642, Oct 7 2005.
- [200] N. Bernard and E. Moreau, "Electrical and mechanical characteristics of surface AC dielectric barrier discharge plasma actuators applied to airflow control," *Experiments in Fluids*, vol. 55, p. 1846, 2014.
- [201] F. F. Chen, *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. New York, NY: Springer, 2006.

Annexe A MODÈLES PHÉNOMÉNOLOGIQUES : DÉRIVATION

Cette annexe présente la dérivation détaillée du modèle phénoménologique d'Orlov *et al.* [35-37]. Dans ce modèle, le potentiel électrique et la distribution de charge sont calculés à partir de l'équation de Poisson, donnée par (A.1)

$$\nabla \cdot (\varepsilon_r \nabla \Phi) = -\frac{\rho_c}{\varepsilon_0} \quad (\text{A.1})$$

Où ρ_c est la densité nette de charge, ε_0 est la permittivité du vide, ε_r est la permittivité relative et Φ est le potentiel électrique. La densité (nette) de charge locale ρ_c est définie par la différence entre le nombre de densité des ions (positifs) n_i et le nombre de densité des électrons n_e . En supposant une distribution de Boltzmann pour les ions et les électrons, la densité de charge est donnée par la relation (A.2).

$$\frac{\rho_c}{\varepsilon_0} = \frac{en_0}{\varepsilon_0} \left[\exp\left(-\frac{e\Phi}{k_B T_i}\right) - \exp\left(+\frac{e\Phi}{k_B T_e}\right) \right] \quad (\text{A.2})$$

Où e est la charge élémentaire, n_0 est le nombre de densité du milieu environnant, k_B la constante de Boltzmann, T_i la température des ions, T_e la température des électrons. En supposant que $\Phi \ll kT/e$ (solution à faible potentiel), il est possible de faire une expansion en série de Taylor de premier ordre de la fonction exponentielle. Ainsi, la densité de charge nette est donnée par la relation (A.3).

$$\frac{\rho_c}{\varepsilon_0} = -\frac{e^2 n_0}{k_B \varepsilon_0} \left(\frac{1}{T_i} + \frac{1}{T_e} \right) \Phi \quad (\text{A.3})$$

En introduisant la longueur de Debye λ_D , définie par la relation (A.4), la densité de charge est reliée au potentiel électrique tel que indiqué par la relation (A.5).

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{e^2 n_0}{k_B \varepsilon_0} \left(\frac{1}{T_i} + \frac{1}{T_e} \right) \quad (\text{A.4})$$

$$\rho_c = -\frac{\varepsilon_0}{\lambda_D^2} \Phi \quad (\text{A.5})$$

En substituant la relation (A.5) dans l'équation (A.4), l'équation (A.6) est obtenue. Cette équation est celle utilisée par Orlov *et al.* [35-37] pour déterminer le potentiel et la distribution de charge. Il est supposé qu'il existe seulement une densité nette de charge au-dessus du matériel diélectrique couvrant l'électrode cachée.

$$\nabla \cdot (\epsilon_r \nabla \Phi) = \frac{\Phi}{\lambda_D^2} \quad (\text{A.6})$$

Dans Orlov *et al.* [35-37], ce modèle électrostatique a été augmenté avec un modèle à circuit dont une vue schématique est illustrée à la Figure A.1. Un schéma détaillé du circuit est présenté à la Figure A.2.

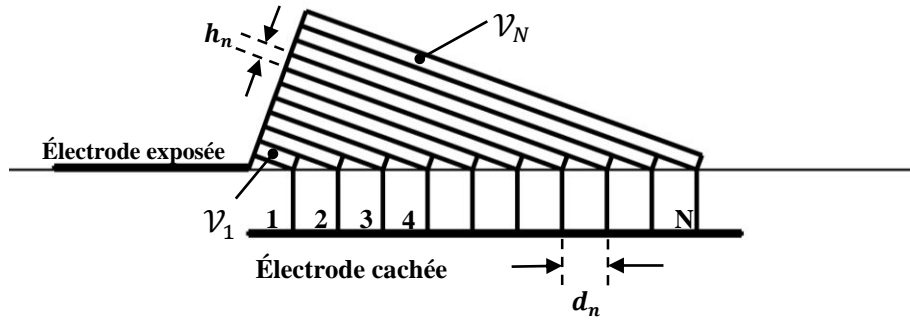


Figure A.1 – Schéma général du modèle à circuit électrique avec éléments groupés.

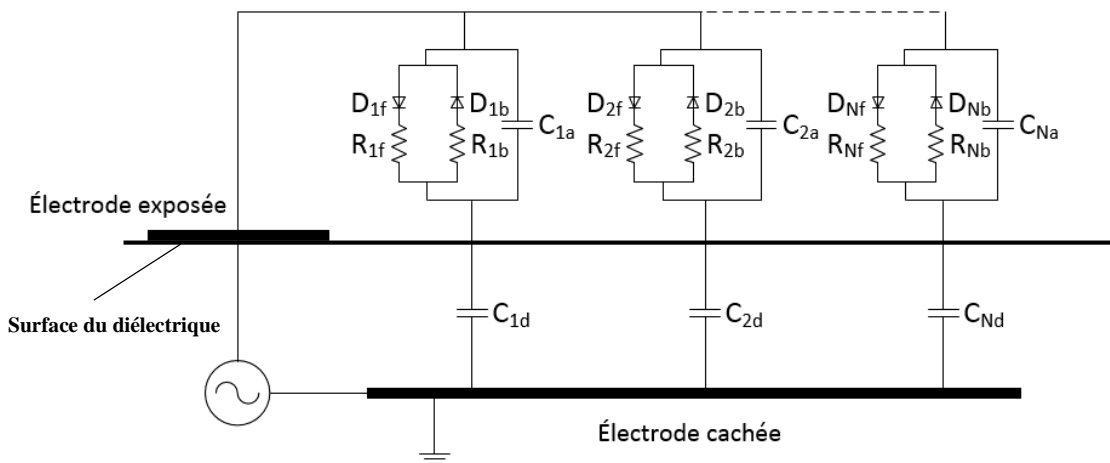


Figure A.2 – Schéma détaillé du modèle à circuit électrique avec éléments groupés.

Chaque sous-circuit n consiste d'une capacitance pour l'air C_{na} , d'une capacitance pour le diélectrique C_{nd} et un élément résistif R_n pour le plasma. Les diodes de type Zener sont introduites dans le circuit pour gouverner la présence du plasma lorsque la tension atteint une valeur critique $V_{breakdown}$. Les éléments de chaque sous-circuit n sont indiqués par les relations (A.7) à (A.9).

$$C_{na} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_a A_n}{l_n} \quad (\text{A.7})$$

$$R_n = \frac{\rho_a l_n}{A_n} \quad (\text{A.8})$$

$$C_{nd} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_d A_d}{l_d} \quad (\text{A.9})$$

Où A_n , A_d , l_n et l_d sont respectivement l'aire de section du sous-circuit dans l'air, l'aire de section du sous-circuit dans le diélectrique, la longueur du sous-circuit dans l'air et la longueur du sous-circuit dans le diélectrique, tel qu'indiqué par la Figure A.3. Les paramètres ρ_a , ε_a et ε_d sont respectivement la résistivité de l'air, la permittivité relative de l'air et la permittivité relative du diélectrique.

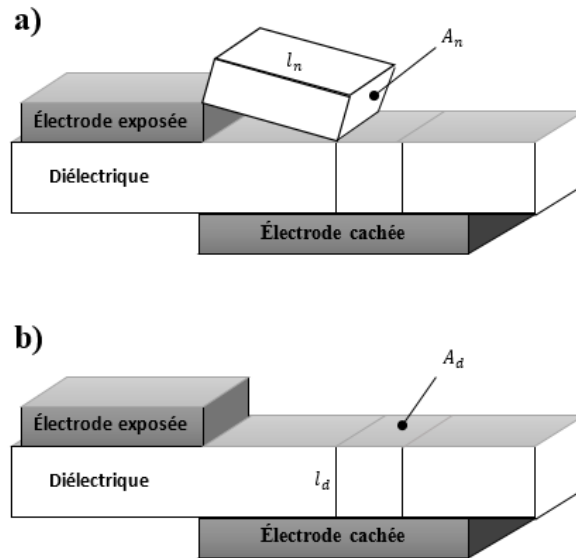


Figure A.3 – Vue schématique d'un sous-circuit.

L'équation du circuit est représentée par (A.10) dans laquelle $k_n = 0$ lorsque le plasma est absent et $k_n = 1$ lorsque le plasma est présent.

$$\frac{dV_n}{dt} = \frac{dV_{app}}{dt} \left(\frac{C_{na}}{C_{na} + C_{nd}} \right) + k_n \frac{I_{np}}{C_{na} + C_{nd}} \quad (\text{A.10})$$

Pour qu'il y ait formation de plasma, il faut que le différentiel de tension $|V_{app} - V_n|$ dépasse une valeur critique $V_{breakdown}$. Le courant I_{np} du plasma est donné par la relation (A.11) où $R_n = R_{nf}$ et $R_n = R_{nb}$ dépendamment de la direction du plasma.

$$I_{np} = \frac{k_n}{R_n} (V_{app} - V_n) \quad (\text{A.11})$$

La valeur de la résistance R_n dépend de la direction du courant en raison d'une « asymétrie » observée au niveau de la décharge. La valeur de la résistance pour un courant « avant » (de l'électrode exposée vers le diélectrique) est notée R_{nf} et la résistance pour un courant arrière (du diélectrique vers l'électrode exposée) est notée R_{nb} . Orlov *et al.* [36] a supposé un ratio R_{nb}/R_{nf} de 5 mais la valeur critique de la tension n'a pas été explicitement spécifiée dans leur modèle. Toutefois, une tension critique de 2kV a été utilisé dans un modèle précédent [37].

Même si l'extension du plasma obtenu lors de simulation numérique semble corrélérer avec l'émission de lumière provenant de photomultiplicateur PMT [35, 37], ce modèle nécessite une calibration significative et artificielle dans le but de déterminer la valeur de la longueur de Debye λ_D , la résistivité du plasma R_{nf} et R_{nb} , et la tension critique $V_{breakdown}$. Aucun de ces paramètres n'a été spécifié dans [35, 36] bien que [37] suggère qu'une longueur de Debye 0.001in et une conductance G variable (avec $G_{max} = 0.0001$ siemens) a été utilisée.

Annexe B **MODÈLES PHÉNOMÉNOLOGIQUES : CRITIQUE DÉTAILLÉE**

Les modèles phénoménologiques présentent certaines lacunes au niveau théorique. Dans cette perspective, la section B.1 clarifie la notion de la longueur de Debye et la section B.2 présente la dérivation de la distribution de Boltzmann. Ensuite la section B.3 montre qu'une solution à faible potentiel n'est pas justifiée pour un actionneur DBD et la section B.4 prouve que l'équation de Poisson-Boltzmann n'est pas applicable pour un actionneur DBD. Par la suite, les sections B.5 et B.6 expliquent respectivement l'origine des instabilités de courant et l'erreur d'implémentation du modèle d'Orlov *et al.* [35-37]. Finalement, la section B.7 montre que le modèle à circuit n'ajoute aucune physique au modèle plasma.

B.1 Longueur de Debye

Cette section présente une dérivation de la longueur de Debye λ_D et clarifie les notions théoriques derrière ce concept. La longueur de Debye est la longueur caractéristique du plasma, elle indique la distance à travers laquelle une densité de charge substantielle peut exister [65]. En fait, le concept de la longueur de Debye a ses origines dans l'étude de la double couche des solutions électrolytiques [193]. Considérant une charge test Q dans un plasma homogène. Le potentiel électrostatique est alors donné par l'équation de Poisson (B.1) [66].

$$\nabla^2 \Phi = -\frac{\rho_c}{\epsilon_0} \quad (\text{B.1})$$

Où Φ est le potentiel électrique, ρ_c est la densité (nette) de charge du milieu et ϵ_0 est la permittivité du vide. Soit n_e la densité d'électron et n_o la densité fixe d'ions du milieu environnant, alors l'équation de Poisson donne la relation (B.2).

$$\nabla^2 \Phi = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_o - n_e) \quad (\text{B.2})$$

En supposant une distribution de Boltzmann, la densité des électrons est donnée par la relation (B.3).

$$n_e = n_0 \exp\left(\frac{e\Phi}{k_B T_e}\right) \quad (\text{B.3})$$

Où T_e est la température des électrons et k_B la constante de Boltzmann. Après substitution dans l'équation de Poisson, la relation (B.4) est obtenue.

$$\nabla^2 \Phi = -\frac{n_0 e}{\varepsilon_0} \left(1 - \exp\left(\frac{e\Phi}{k_B T_e}\right)\right) \quad (\text{B.4})$$

En supposant que le potentiel dû à la séparation de charge est beaucoup plus faible que l'énergie thermique [194], la relation (B.5) est obtenue.

$$\frac{e\Phi}{k_B T_e} \ll 1 \quad (\text{B.5})$$

Dans ce cas, il est possible d'utiliser une expansion en série de Taylor de premier ordre et la relation (B.6) est obtenue.

$$\nabla^2 \Phi = \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 k_B T_e} \Phi \quad (\text{B.6})$$

En utilisant les coordonnées sphériques, la relation (B.6) peut être réécrite sous la forme de l'équation (B.7).

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} (r\Phi) - \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 k_B T_e} r\Phi = 0 \quad (\text{B.7})$$

La solution de cette équation est le potentiel de *Debye-Hückel* [66], donné par la relation (B.8).

$$\Phi_{Debye-Hückel} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{r} e^{-r/\lambda_D} \quad (\text{B.8})$$

Où la longueur de Debye λ_D est exprimée par la relation (B.9).

$$\boxed{\lambda_D^2 = \frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_0 e^2}} \quad (\text{B.9})$$

La distribution classique pour une charge fixe dans le vide est donnée par la distribution du potentiel de Coulomb, donnée par la relation (B.10).

$$\Phi_{Coulomb} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r} \quad (\text{B.10})$$

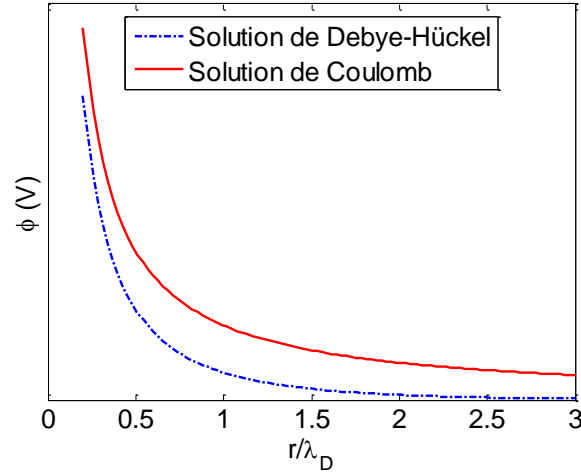


Figure B.1 – Comparaison entre la solution de Debye-Hückel et la solution de Coulomb.

La Figure B.1 compare la solution de Debye-Hückel avec la solution classique de Coulomb. La figure montre que le potentiel de Debye-Hückel dans un plasma diminue plus rapidement que le potentiel de Coulomb dans le vide. Ce comportement est expliqué par les électrons déplacés qui contrecarrent le potentiel de la particule chargée Q . Ainsi, la particule test Q est écrantée par la présence des électrons. En raison de l'effet d'écrantage, le plasma est considéré comme quasi-neutre à des échelles de grandeurs au-delà de longueur de Debye [64]. La notion de longueur de Debye peut être généralisée pour d'autres espèces, mais est habituellement réservée pour les électrons [70], ces derniers étant plus mobiles que les ions occasionnent l'effet d'écran en créant des zones de surplus ou de déficits de charges négatives [61].

B.2 Distribution de Boltzmann

Cette section présente une dérivation de la distribution de Boltzmann pour clarifier les hypothèses derrière cette distribution. En physique des plasmas, la distribution de Boltzmann correspond à une distribution en équilibre thermodynamique sous l'action d'un potentiel électrique variable dans l'espace [65]. Lorsque le plasma est décrit comme un fluide de particules neutres et de particules

chargées, il y a trois forces dominantes agissant sur les particules chargées (force de Lorentz, force de gradient de pression et forces dues aux collisions) [195]. Ainsi, l'équation de quantité de mouvement pour une espèce k est donnée par la relation (B.11), où q_k est la charge électrique, n_k est le nombre de densité, m_k est la masse et \vec{u}_k est la vitesse de l'espèce k .

$$m_k n_k \left[\frac{\partial \vec{u}_k}{\partial t} + (\vec{u}_k \cdot \nabla) \vec{u}_k \right] = q_k n_k (\vec{E} + \vec{u}_k \times \vec{B}) - \nabla \cdot \mathbf{\Pi}_k + \vec{f}_{c_k} \quad (\text{B.11})$$

Le champ électrique est donné par \vec{E} alors que le champ magnétique est donné par \vec{B} . Les forces dues aux collisions sont données par \vec{f}_{c_k} et $\mathbf{\Pi}_k$ est la tenseur de pression. En supposant une pression isotopique ainsi qu'un terme collisionnel et un champ magnétique négligeables, la conservation de la quantité de mouvement est donnée par (B.12).

$$m_k n_k \frac{d\vec{u}_k}{dt} = q_k n_k \vec{E} - \nabla p_k \quad (\text{B.12})$$

En supposant un gaz parfait à température constante (équilibre thermodynamique) et un champ électrique irrotationnel ($\nabla \times \vec{E} = 0$), la conservation de la quantité de mouvement est donnée par la relation (B.13).

$$m_k n_k \frac{d\vec{u}_k}{dt} = -q_k n_k \nabla \Phi - k_B T_k \nabla n_k \quad (\text{B.13})$$

Où Φ est le potentiel électrique. Lorsque le terme inertiel est ensuite négligé, la densité des ions est donnée par (B.14).

$$\frac{\nabla n_k}{n_k} = \frac{-q_k}{k_B T_k} \nabla \Phi \quad (\text{B.14})$$

En intégrant et en appliquant les conditions limites $\Phi = 0$ lorsque $n_k = n_{k0}$, la distribution est donnée par (B.15).

$$\boxed{n_k = n_{k0} \exp\left(-\frac{q_k \Phi}{k_B T_k}\right)} \quad (\text{B.15})$$

La distribution de Boltzmann de particules chargées correspond ainsi à la distribution en équilibre thermodynamique pour un cas stationnaire en supposant que le gradient de la pression est en équilibre avec la force coulombienne locale. Cette distribution suppose que le système est en équilibre et que les ions n'ont pas de mouvement macroscopique [196].

B.3 Solution à faible potentiel

De nombreux modèles phénoménologiques utilisent l'équation (B.16) pour modéliser la distribution de la densité de charge ρ_c , où λ_D est la longueur de Debye, ε_0 est la permittivité du vide et Φ le potentiel électrique.

$$\boxed{\frac{\rho_c}{\varepsilon_0} = -\frac{\Phi}{\lambda_D^2}} \quad (\text{B.16})$$

Toutefois, cette équation est obtenue en supposant une solution à faible potentiel, c'est-à-dire en supposant que

$$\Phi \ll \frac{k_B T}{e} \quad (\text{B.17})$$

Où k_B est la constante de Boltzmann, e est la charge élémentaire et T est la température. Cette hypothèse permet l'utilisation d'une expansion en série de Taylor d'ordre un pour simplifier la fonction exponentielle dans la distribution de Boltzmann. Pour un plasma à basse température avec des ions à température ambiante (293K), cette restriction signifie que le potentiel électrique doit être inférieur à 25 mV. Toutefois, il a été reporté dans la littérature sur les électrolyte [197] qu'une solution acceptable peut être obtenue pour un potentiel jusqu'à 50-80mV.

Dans leur simulation, Suzen *et al.* [32-34] ont utilisé un modèle à deux potentiels et ont relié la densité de charge au potentiel de perturbation φ . Suzen *et al.* [32-34] ont également supposé une longueur de Debye (λ_d) de 0.0001 m et une densité de charge maximale $\rho_{c_{max}}$ de 0.0008C/m³. Basée sur ces données, la valeur maximale du potentiel électrique (dû aux charges électriques) est de 90 V, ce qui est plusieurs ordres de grandeurs plus grands que la valeur limite. Ainsi, l'hypothèse d'une solution à faible potentiel ne semble pas être justifiée.

Orlov *et al.* [35-37], ont utilisé un modèle à un potentiel et ont relié la densité de charge au potentiel total Φ . Le modèle à circuit donne de grandes valeurs de potentiel au-dessus du diélectrique dans la zone proche de l'électrode exposée. Dans cette région, le potentiel maximal est proche de la tension appliquée et $\Phi_{\max} \sim V_{app}$. Avec une tension appliquée de plusieurs, et même de plusieurs dizaines de kV, le potentiel maximal est de plusieurs ordres de grandeur plus grand que la valeur limitante pour qu'une solution à faible potentiel soit admissible. Ainsi, l'hypothèse d'une solution à faible potentiel est plus questionnable avec un modèle à un potentiel comme celui d'Orlov *et al.* [35-37].

B.4 Équation de Poisson-Boltzmann

Cette section présente une description de l'équation de *Poisson-Boltzmann* dont on peut retrouver les détails dans [197, 198]. En effet, les équations gouvernant les modèles de Suzen *et al.* [32-34] d'Orlov *et al.* [35-37] sont fortement similaires à l'équation Poisson-Boltzmann utilisée en théorie des électrolyte. L'équation de Poisson-Boltzmann est donnée par (B.18).

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{en_0}{\varepsilon_r\varepsilon_0} \left[\exp\left(-\frac{e\psi}{k_BT}\right) - \exp\left(\frac{e\psi}{k_BT}\right) \right] \quad (B.18)$$

Où ψ est le potentiel, e est la charge élémentaire, k_B est la constante de Boltzmann, ε_0 est la permittivité du vide, ε_r est la permittivité relative et n_0 est le nombre de densité du milieu environnant. Pour des applications en électrolyte, une solution à faible potentiel est acceptable dans de nombreux cas. Dans un sens strict, une solution à faible potentiel est seulement valide lorsque $e|\psi| \ll k_BT$, ce qui signifie qu'à température ambiante, le critère suivant doit être respecté $|\psi| \ll 25mV$. Toutefois, une solution acceptable peut être obtenue pour des potentiels allant jusqu'à 50-80mV [197]. Dans le cas d'une solution à faible potentiel, il est possible de faire une expansion en série des fonctions exponentielles et de négliger les termes d'ordre supérieur. L'équation obtenue est connue sous le nom d'équation de Poisson-Boltzmann linéarisée. Considérant le cas unidimensionnel, l'équation (B.19) est obtenue.

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \kappa^2\psi \quad (B.19)$$

Où κ est défini par la relation (B.20) [197].

$$\kappa = \sqrt{\frac{2e^2 n_0}{\epsilon_r \epsilon_0 k_B T}} \quad (\text{B.20})$$

La solution analytique de l'équation (B.19) est donnée par l'équation (B.21)

$$\psi(x) = \psi_0 e^{-\kappa x} \quad (\text{B.21})$$

Où ψ_0 est le potentiel lorsque $x = 0$. La longueur de décroissance est donnée par $\lambda_D = \kappa^{-1}$ et est appelée longueur de Debye. La longueur de Debye pour une concentration de 0.1M (mole/L) d'une solution de NaCl à 25°C est de 0.96mm et diminue avec une augmentation de la concentration [197]. La Figure B.2 et la Figure B.3, adaptées à partir de [197], montrent respectivement un exemple de la distribution du potentiel et de la concentration pour une solution électrolytique. La concentration de contre-ions augmente significativement proche de la surface alors que la concentration de co-ions est plus faible proche de la surface. Ceci est expliqué par le fait que les contre-ions sont attirés par la surface chargée par des interactions coulombiennes. Après quelques nm de distance (quelques longueurs de Debye), la concentration de contre-ions et de co-ions devienne constante et égale. Aussi, la diminution du potentiel est plus importante lorsque la concentration de l'électrolyte augmente. Ceci est expliqué par le fait que l'effet d'écrantage des contre-ions est plus efficace lorsque la concentration est plus importante.

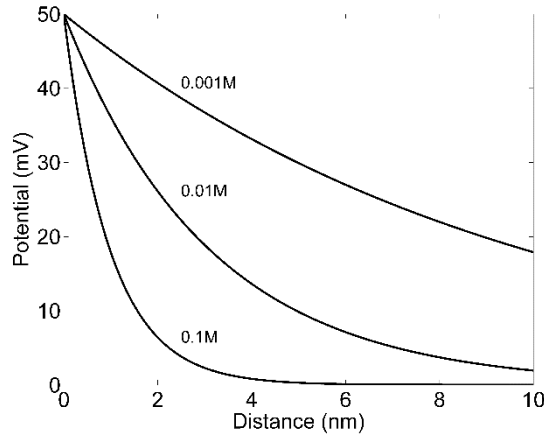


Figure B.2 – Distribution du potentiel dans une solution électrolyte pour différents niveaux de concentration molaire.

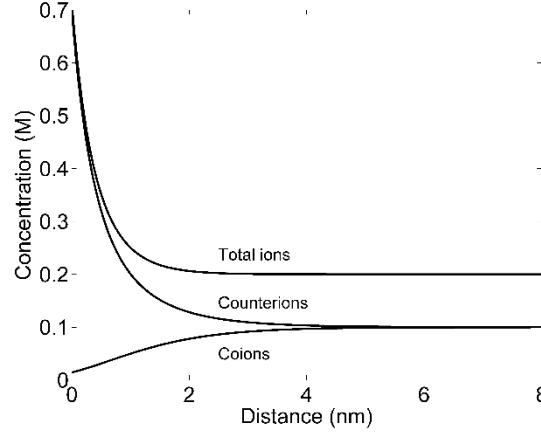


Figure B.3 – Distribution de la concentration molaire des ions dans une solution électrolyte.

Dans certains cas, la solution linéaire de l'équation de Poisson-Boltzmann n'est pas valide. Dans une telle situation, la solution non-linéaire est nécessaire. En introduisant le potentiel adimensionnel $\Psi = e\psi/k_B T$, le potentiel peut être exprimé par la relation (B.22) [197].

$$e^{\frac{\Psi}{2}} = \frac{e^{\frac{\Psi_0}{2}} + 1 + \left(e^{\frac{\Psi_0}{2}} - 1\right)e^{-\kappa x}}{e^{\frac{\Psi}{2}} + 1 - \left(e^{\frac{\Psi_0}{2}} - 1\right)e^{-\kappa x}} \quad (\text{B.22})$$

La Figure B.4, adaptée de [197], compare la solution linéarisée avec la solution non-linéarisée d'une solution électrolytique. Les résultats montrent que la solution linéaire est acceptable pour un potentiel de surface de 50mV, mais lorsque le potentiel est plus élevé (100, 150, and 200mV) la différence entre la solution linéaire et la solution non-linéaire devient de plus en plus grande. Or, les tensions typiques impliquées dans le fonctionnement DBD sont de l'ordre de quelques kV. Ce point illustre qu'une solution à faible potentiel n'est pas justifiée dans le cas d'un actionneur de type DBD.

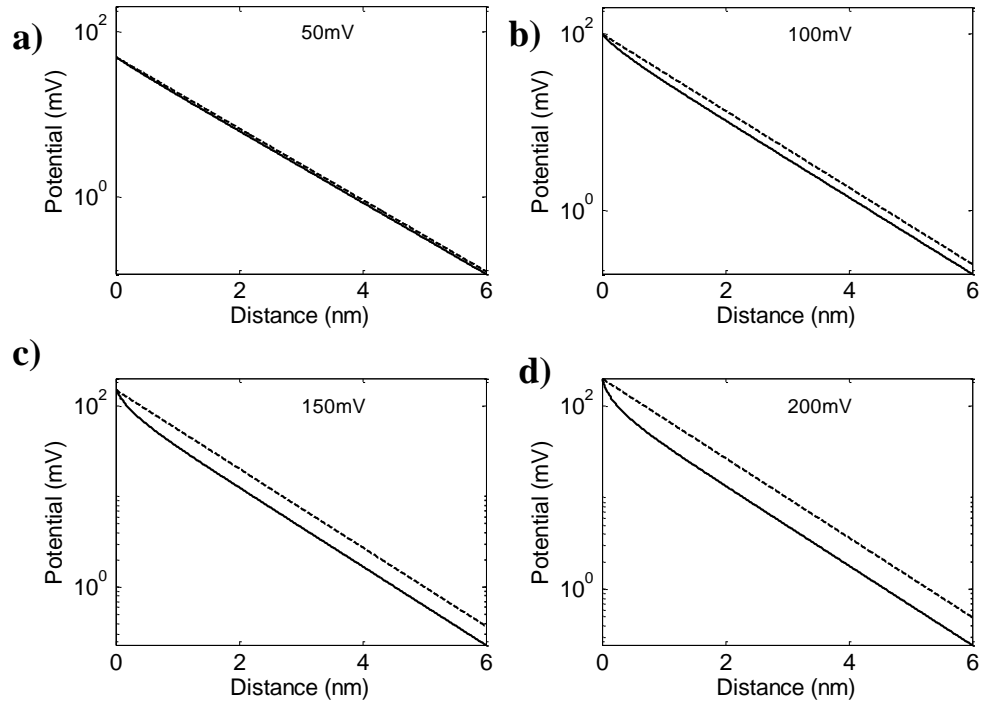


Figure B.4 – Comparaison de la solution linéarisée (--) et non-linéarisée (—) de la distribution de potentiel dans une solution électrolyte.

B.5 Instabilités de courant du modèle d'Orlov *et al.*

Des pics de courant sont observées expérimentalement [199, 200] durant l'opération des actionneurs de type DBD. Avec le modèle à circuit, Palmeiro [41] a découvert que ces instabilités apparaissent pour des configurations avec une couche épaisse de matériel diélectrique. Puisque le modèle à circuit ne modélise pas la physique réelle de la décharge, ces pics de courant doivent être considérés comme des artefacts purement numériques. Dans cette optique, cette section explique l'origine numérique de ces instabilités numériques.

Le modèle à circuit a été implémenté indépendamment en langage Matlab (voir Annexe C.1 pour l'algorithme de calcul) et a été ensuite utilisé pour réaliser certaines simulations. Des simulations répliquant le modèle d'Orlov *et al.* [35-37] ont été réalisées avec 25, 50, 100 et 200 pas de temps par cycle et les résultats sont présentés dans la Figure B.5. Ces résultats confirment ceux de Palmeiro [41] que des pics de courant peuvent apparaître dans le modèle. Puisque le modèle d'Orlov *et al.* [35-37] ne résout pas la physique et la chimie du plasma, il ne peut pas capturer les

micro-décharges. De plus, le fait que la Figure B.5 montre que l'amélioration de la discrétisation produit des pics de courant plus courts mais plus intenses renforce cette conclusion.

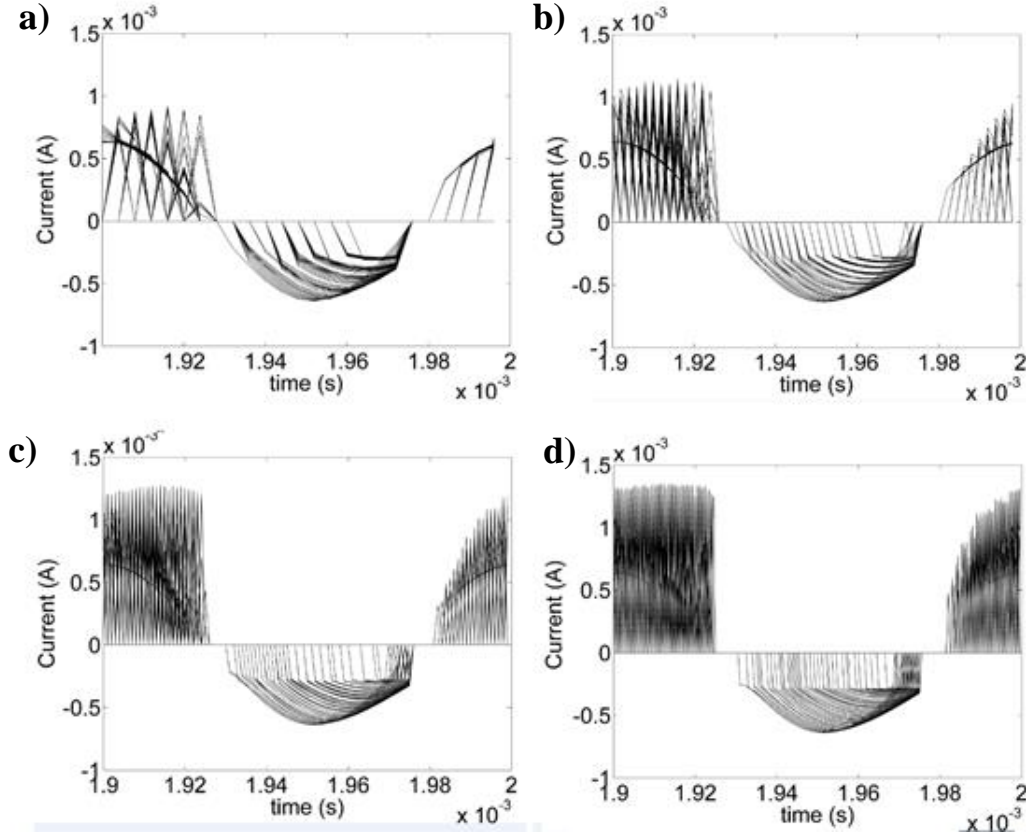


Figure B.5 – Instabilité de courant provenant du modèle à circuit pour 25 (a), 50 (b), 100 (c) et 200 (d) pas de temps.

Pour comprendre le phénomène des pics de courant, il faut retourner au modèle à circuit. Le modèle d'Orlov *et al.* [35-37] est basé sur l'équation (B.23) avec le paramètre $k_n = 1$ lorsque $V_{app} - V_n \geq V_{breakdown}$ et $k_n = 0$ lorsque $V_{app} - V_n < V_{breakdown}$.

$$\frac{dV_n}{dt} = \frac{dV_{app}}{dt} \left(\frac{C_{na}}{C_{na} + C_{nd}} \right) + k_n \frac{I_{pn}}{C_{na} + C_{nd}} \quad (B.23)$$

Où V_n , I_{pn} , C_{na} et C_{nd} sont respectivement la tension, le courant, la capacitance de l'air et la capacitance du diélectrique du sous-circuit n . V_{app} est la tension appliquée et $V_{breakdown}$ est la tension seuil au-delà la décharge se produit. L'algorithme de résolution de l'équation (B.23) est présenté à l'Annexe C.1.

L'équation (B.23) peut être décomposée en deux parties, à savoir l'incrément de tension dû à la tension appliquée $dV_n/dt|_{app}$ et l'incrément de tension dû au plasma $dV_n/dt|_{curent}$ tel qu'illustrée par l'équation (B.24). Ainsi, la présence de plasma (c'est-à-dire d'un courant) induit un incrément additionnel de tension $\Delta V_n|_{curent}$.

$$\frac{dV_n}{dt} = \frac{dV_n}{dt}\bigg|_{app} + \frac{dV_n}{dt}\bigg|_{curent} \quad (\text{B.24})$$

Qualitativement, lorsque le différentiel de tension dépasse la valeur seuil ($V_{app} - V_n \geq V_{breakdown}$) et $k_n = 1$, une augmentation soudaine de la tension $\Delta V_n|_{curent}$ se produit ce qui peut, dans certains cas, réduire le différentiel de tension $V_{app} - V_n$ à une valeur en dessous de la tension seuil. En contrepartie, lorsque le plasma est présent et que le différentiel de tension décroît juste en-dessous de la valeur seuil, une réduction soudaine de l'incrément de tension peut se produire, ce qui peut ramener, dans certains cas, le différentiel de tension au-dessus de la valeur seuil. Ainsi, la condition k_n alterne entre 0 et 1. Cela résulte en des pics de courant et ce problème ne peut être résolu par une meilleure discrétisation puisqu'il s'agit d'un problème intrinsèque du modèle à circuit.

En analysant ce problème d'un point de vue plus quantitatif, considérant que les coefficients C_{na} et C_{nd} ont une valeur positive, l'augmentation de la tension V_n due à la tension appliquée est donnée par la relation (B.25)

$$\frac{dV_n}{dt}\bigg|_{k_n=0} < \frac{dV_{app}}{dt} \quad (\text{B.25})$$

Ainsi, tant et aussi longtemps qu'il n'y a pas de courant, le différentiel de tension $V_{app} - V_n$ augmente durant la moitié croissante du cycle de la tension appliquée. Dans le but de maintenir la décharge lorsque le plasma est présent, la condition exprimée par (B.26) doit être satisfaite.

$$\frac{dV_n}{dt}\bigg|_{k_n=1} \leq \frac{dV_{app}}{dt} \quad (\text{B.26})$$

Cela signifie que des instabilités de courant vont apparaître lorsque la relation (B.27) s'applique.

$$\left. \frac{dV_n}{dt} \right|_{k_n=1} > \frac{dV_{app}}{dt} \quad (\text{B.27})$$

La Figure B.6 montre un exemple schématique de ce phénomène. La ligne tiretée montrent le cas critique lorsque $dV_n/dt = dV_{app}/dt$. Le différentiel de tension est juste suffisant pour soutenir une décharge continue. La ligne en point-tiré montre le cas supercritique pour lequel lorsque le plasma est initié, le différentiel de tension ne peut pas être maintenu au-dessus de la valeur critique pour soutenir la décharge. La Figure B.7 montre ce phénomène pour un cas de test complet. L'incrément de tension est non-continu parce que le paramètre k_n alterne entre 0 et 1 à chaque pas de temps.

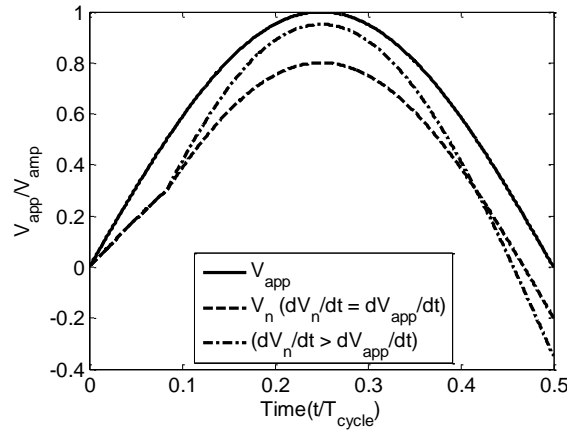


Figure B.6 – Exemple schématique des instabilités de la tension du modèle à circuit

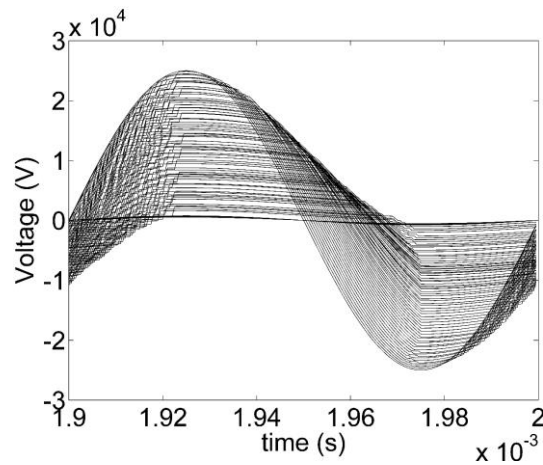


Figure B.7 – Instabilités de la tension du modèle à circuit.

Pour expliquer comment ces pics de courant peuvent apparaître dans certains cas seulement, il suffit de substituer l'équation (B.23) dans (B.27). La relation (B.28) ainsi obtenue indique la condition qui doit être satisfaite pour que des pics de courant apparaissent. Ainsi, le problème des pics de courant peut être résolu *artificiellement* en augmentant la valeur de la résistance R_n . Puisque la capacitance du diélectrique C_{nd} est inversement proportionnelle à l'épaisseur du diélectrique, les pics de courant apparaissent plus facilement pour des actionneurs avec un diélectrique épais, comme observé par Palmeiro [41].

$$(V_{app} - V_n) > R_n C_{nd} \frac{dV_{app}}{dt} \quad (B.28)$$

Bien que les pics de courant puissent ne pas apparaître pour certaines valeurs de résistance, amplitude de la tension, fréquence de la tension, valeur de tension seuil, le modèle à circuit est toujours susceptible d'être affecté par ces artefacts numériques et non-physiques. Ces derniers peuvent significativement affecter la distribution de charge et la distribution du potentiel au et donc le calcul de la force d'actionnement.

B.6 Erreur d'implémentation du modèle d'Orlov *et al.*

Orlov *et al.* [35-37] ont utilisé un modèle à circuit dans le but de déterminer la condition limite au niveau du diélectrique dans la résolution de l'équation de Poisson. Toutefois, l'évolution du courant et de la tension obtenue par Orlov *et al.* indique une erreur d'implémentation. Dans cette optique, cette section décrit en détail l'erreur d'implémentation observée.

Dans Orlov *et al.* [35-37], la tension du circuit est déterminée par la relation (B.29). Les résultats obtenus par Orlov (voir Figure 4.14, p.117 et Figure 4.15, p.118 de [37]) indiquent que l'évolution de la tension n'est pas consistant avec l'évolution du courant.

$$\frac{dV_n}{dt} = \frac{dV_{app}}{dt} \left(\frac{C_{na}}{C_{na} + C_{nd}} \right) + k_n \frac{I_{pn}}{C_{na} + C_{nd}} \quad (B.29)$$

En effet, l'équation (B.29) indique qu'en absence de courant au cours d'un cycle complet, la forme de la tension au niveau du sous-circuit n serait identique à la forme de la tension appliquée mais avec une amplitude différente d'un facteur $C_{na} / (C_{na} + C_{nd})$. Puisque la capacitance a une valeur positive, l'amplitude de la tension au niveau du circuit sera plus faible que celle de la tension

appliquée. Ainsi l'écart, par rapport à la forme sinusoïdale, de la tension observée (voir Figure 4.14, p.117 de [37]) est causé par la présence d'un courant non-nul. Le courant non-nul entre 0 et $0.5t/T_{a.c.}$ (voir Figure 4.15, p.118 de [37]) induit la perturbation observée dans l'évolution de la tension entre 0 et $0.5t/T_{a.c.}$ (voir Figure 4.14, p.117 de [37]). Or, l'évolution du courant obtenue par Orlov [37] montre une importante asymétrie entre les deux demi-cycles de la phase A.C. Par conséquent, cette asymétrie de la distribution du courant devrait se refléter dans l'évolution de la tension. Donc, les résultats d'Orlov [37] suggèrent qu'une seule valeur de résistance a été utilisée dans le calcul de la tension, tel indiqué par l'équation (B.30).

$$\frac{dV_n}{dt} = \frac{dV_{app}}{dt} \left(\frac{C_{a_n}}{C_{a_n} + C_{d_n}} \right) + k_n \frac{1}{R_{nf}(C_{a_n} + C_{d_n})} (V_{app} - V_n) \quad (B.30)$$

Par la suite, le courant a été calculé séparément avec la relation (B.31) en utilisant artificiellement deux valeurs de résistances dépendamment de la direction du courant.

$$I_{p_n} = \frac{1}{R_n} (V_{app} - V_n) \quad (B.31)$$

Avec $R_n = R_{nf}$ or $R_n = R_{nb}$. Or, une telle approche n'est pas consistant du point de vue physique.

Les Figure B.8 et Figure B.9 montrent respectivement la distribution de la tension et la distribution de courant avec l'erreur d'implémentation corrigée (voir Annexe C.1 pour les détails de l'algorithme de calculs). Ces figures servent seulement à illustrer l'impact de l'asymétrie du courant sur la distribution de la tension, les résultats originaux d'Orlov *et al.* [35-37] ne pouvant être reproduits par manque d'information sur la géométrie et les paramètres utilisés.

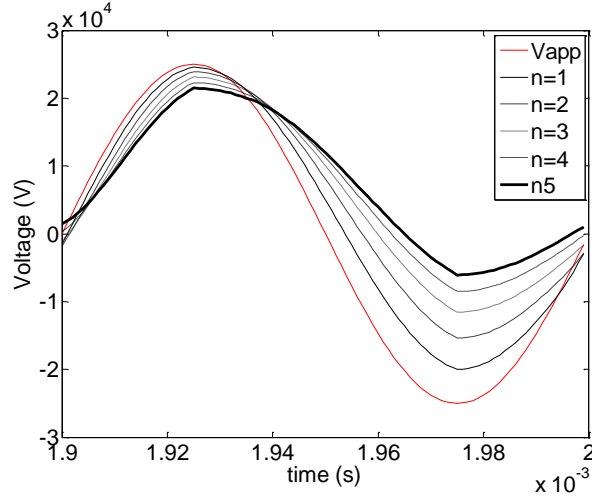


Figure B.8 – Évolution de la tension en fonction du temps du modèle à circuit corrigé.

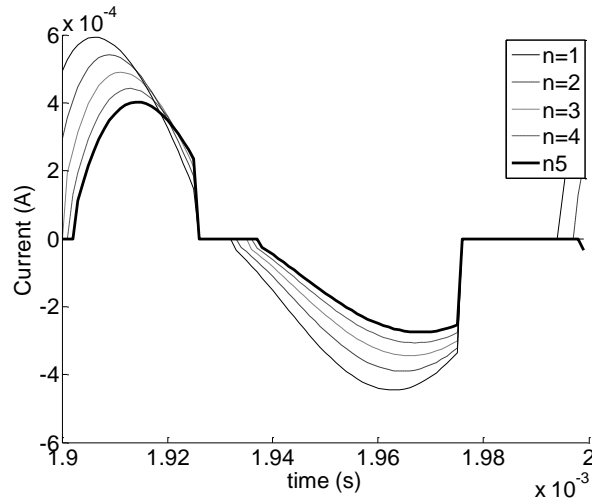


Figure B.9 – Évolution du courant en fonction du temps du modèle à circuit corrigé

B.7 Discussion sur le modèle à circuits du modèle d'Orlov *et al.*

Plusieurs modèles phénoménologiques pour des actionneurs de type DBD utilisent un modèle à circuit pour déterminer la force d'actionnement [37, 39, 78]. Le potentiel obtenu par le modèle à circuit est ensuite utilisé comme condition frontière à la surface du diélectrique (au-dessus de l'électrode cachée) dans l'équation de Poisson. Toutefois, les équations régissant la physique d'un circuit électrique sont directement obtenues à partir des équations de Maxwell et ne fournissent donc aucune physique additionnelle. Par exemple, les lois de Kirchhoff et la loi de capacitance sont une conséquence directe des équations de Maxwell.

B.7.1 Loi des nœuds de Kirchhoff

La loi des nœuds de Kirchhoff est dérivée à partir des équations de Maxwell pour illustrer qu'aucune physique additionnelle n'est obtenue par cette loi. En prenant la divergence de la loi d'Ampère-Maxwell, la relation (B.32) est obtenue.

$$\nabla \cdot (\nabla \times \vec{H}) = \nabla \cdot \vec{J}_c + \frac{\partial \nabla \cdot \vec{D}}{\partial t} = 0 \quad (\text{B.32})$$

À partir de la loi de Gauss, $\nabla \cdot \vec{D} = \rho_c$, la relation (B.32) devient l'équation (B.33).

$$0 = \nabla \cdot \vec{J}_c + \frac{\partial \rho_c}{\partial t} \quad (\text{B.33})$$

En intégrant l'équation (B.33) sur le volume Ω , l'équation (B.34) est obtenue.

$$0 = \iiint_{\Omega} \nabla \cdot \vec{J}_c d\mathcal{V} + \frac{dQ}{dt} \quad (\text{B.34})$$

En supposant la conservation de la charge ($dQ/dt = 0$) et en appliquant le théorème de divergence, l'équation (B.34) devient l'équation (B.35).

$$\iiint_{\Omega} \nabla \cdot \vec{J}_c d\mathcal{V} = \iint_S \vec{J}_c \cdot d\vec{A} = \sum_{n=1}^N \iint_{S_n} \vec{J}_c \cdot d\vec{A} = 0 \quad (\text{B.35})$$

Où S est la surface entourant le volume Ω et S_n est un sous-élément de S . L'équation (B.35) peut être réécrite sous la forme de la relation (B.36).

$$\boxed{\sum_{n=1}^N I_n = 0} \quad (\text{B.36})$$

La relation (B.36) ainsi obtenue est la loi des nœuds de Kirchhoff.

B.7.2 Loi des mailles de Kirchhoff

La loi des mailles de Kirchhoff est dérivée à partir des équations de Maxwell pour illustrer qu'aucune physique additionnelle n'est obtenue par cette loi. En intégrant la loi de Maxwell-Faraday sur la surface S , la relation (B.37) est obtenue.

$$\iint_S \nabla \times \vec{E} \cdot d\vec{A} = - \iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{A} \quad (\text{B.37})$$

En supposant une variation temporelle négligeable du champ magnétique et en appliquant le théorème de Stokes, l'équation (B.38) est obtenue.

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{r} = \sum_{n=1}^N \int_{C_n} \vec{E} \cdot d\vec{r} = 0 \quad (\text{B.38})$$

Où C est la courbe d'intégration entourant la surface S et C_n est un sous-élément de C . L'équation (B.38) peut être réécrite sous la forme de (B.39) et est connue sous le nom de loi des mailles de Kirchhoff.

$$\boxed{\sum_{n=1}^N V_n = 0} \quad (\text{B.39})$$

B.7.3 Loi d'une capacitance

La loi d'une capacitance est dérivée à partir des équations de Maxwell pour illustrer qu'aucune physique additionnelle n'est obtenue par cette loi. En intégrant la loi de Gauss sur le volume Ω , la relation (B.40) est obtenue.

$$\iiint_{\Omega} \nabla \cdot \vec{D} dV = \iiint_{\Omega} \rho_c dV \quad (\text{B.40})$$

L'équation (B.41) est obtenue en utilisant le théorème de divergence.

$$\iint_S \vec{D} \cdot d\vec{A} = \iint_S \epsilon \vec{E} \cdot d\vec{A} = Q \quad (\text{B.41})$$

En considérant une capacitance à une dimension avec des propriétés constantes, la relation (B.42) est obtenue.

$$\frac{\epsilon A}{h} \Delta V = Q \quad (\text{B.42})$$

Où h est l'épaisseur du diélectrique et A son aire de section. En définissant la capacitance $C = \epsilon A/h$, la relation (B.43) est obtenue.

$$C \Delta V = Q \quad (\text{B.43})$$

En prenant la dérivée temporelle de (B.43), la relation (B.44) est ainsi obtenue.

$$C \frac{d\Delta V}{dt} = \frac{dQ}{dt} = I \quad (\text{B.44})$$

B.7.4 Loi de circuit du modèle d'Orlov *et al.*

La loi de circuit du modèle d'Orlov est dérivée à partir de la loi des nœuds de Kirchhoff pour démontrer qu'aucune physique additionnelle n'est obtenue avec l'équation de circuit.

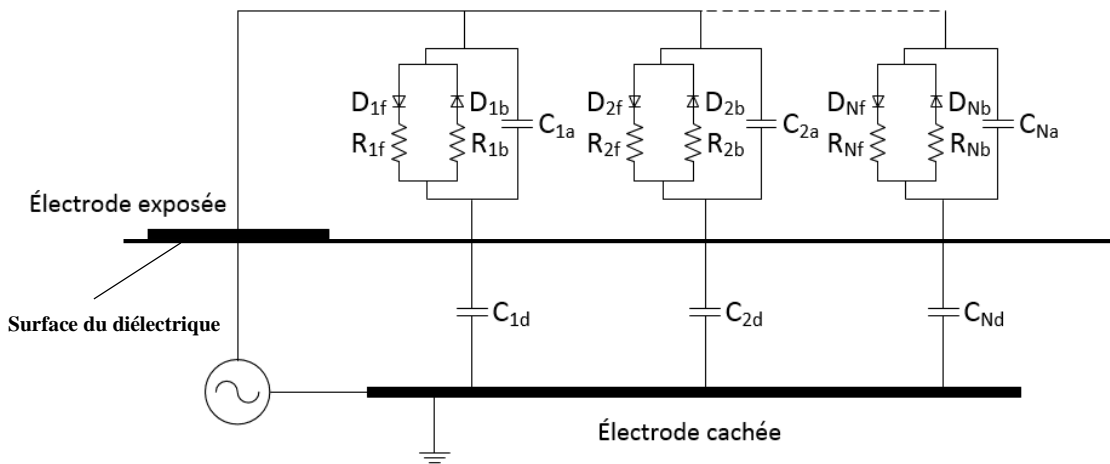


Figure B.10 – Schéma détaillé du modèle à circuit électrique avec éléments groupés.

La Figure B.10 montre une vue schématique du modèle à circuit d'Orlov *et al.* [35-37]. En appliquant la loi des nœuds de Kirchhoff, l'équation (B.45) est obtenue.

$$k_n I_{pn} + C_{na} \frac{d(V_{app} - V_n)}{dt} = C_{nd} \frac{dV_n}{dt} \quad (B.45)$$

En réarrangeant l'équation (B.45), l'équation de circuit proposé par Orlov *et al.* [35-37] est ainsi obtenue.

$$\frac{dV_n}{dt} = \frac{dV_{app}}{dt} \left(\frac{C_{na}}{C_{na} + C_{nd}} \right) + k_n \frac{I_{pn}}{C_{na} + C_{nd}} \quad (B.46)$$

Ainsi, l'équation de circuit est une conséquence directe des équations de Maxwell et aucune physique additionnelle n'est introduite avec le modèle à circuit d'Orlov *et al.* [35-37]. Donc, cette approche ne peut pas être utilisée pour modéliser la distribution de charge ou de la tension comme condition limite. En autres, le modèle à circuit suppose des lignes de champ parallèle, une variation unidimensionnelle du potentiel entre l'électrode exposée et la surface diélectrique. De plus, l'angle du circuit est complètement arbitraire et ce paramètre risque d'affecter la longueur des sous-circuits et donc les paramètres électriques du circuit. De plus, les lignes de champ obtenues numériquement à partir de l'équation de Laplace (voir Annexe C.2 pour le calcul des lignes de champ) montrent des différences significatives entre la structure des éléments du modèle à circuit, tel montré à la Figure B.11. En d'autres termes, il n'est pas logique d'utiliser la solution obtenue à partir des équations de circuit en utilisant des hypothèses arbitraires (lignes de champ linéaires et parallèles, angle de circuit arbitraire, valeur arbitraire de résistivité, etc.) et de réinjecter la solution obtenue dans l'équation de Poisson comme une condition limite.

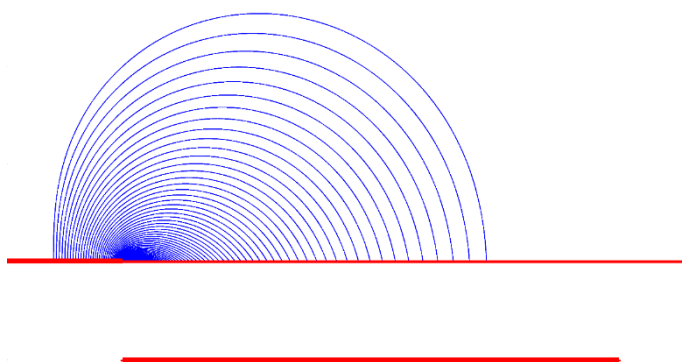


Figure B.11 – Lignes de champ électrique d'un actionneur plasma obtenues.

Annexe C **MODÈLES PHÉNOMÉNOLOGIQUES: ASPECTS NUMÉRIQUES**

Cette annexe présente les algorithmes utilisés pour résoudre les modèles phénoménologiques d'actionneur DBD. D'abord la section C.1 présente l'algorithme de résolution de l'équation de circuit du modèle d'Orlov *et al.* [35-37]. Ensuite la section C.2 présente l'algorithme utilisé pour calculer les lignes du champ électrique.

C.1 Algorithme de résolution de l'équation de circuit

Cette section présente l'algorithme utilisé pour résoudre l'équation de circuit du modèle d'Orlov *et al.* [35-37] afin d'étudier les instabilités de courant. L'équation de circuit du modèle d'Orlov *et al.* [35-37] est donnée par la relation (C.1).

$$\frac{dV_n}{dt} = \frac{dV_{app}}{dt} \left(\frac{C_{na}}{C_{na} + C_{nd}} \right) + k_n \frac{1}{R_n(C_{na} + C_{nd})} (V_{app} - V_n) \quad (C.1)$$

Où V_n est la tension du sous-circuit n et V_{app} est la tension appliquée au niveau de l'électrode exposée. Les paramètres C_{na} , C_{nd} et R_n sont respectivement la capacitance de l'air, la capacitance du diélectrique et la résistance correspondant au sous-circuit n . La valeur de la résistance R_n peut prendre deux valeurs différentes dépendamment de la direction du courant (R_{nf} pour la direction « avant » et R_{nb} pour la direction « arrière »). Afin d'alléger la notation, l'équation (C.1) peut être réécrite sous la forme de l'équation (C.2).

$$\frac{dV_n}{dt} = C_{1n} \frac{dV_{app}}{dt} + C_{2n} (V_{app} - V_n) \quad (C.2)$$

Avec le coefficient C_{2n} variant selon la direction du courant (C_{2nf} pour la direction « avant » et C_{2nb} pour la direction « arrière »). L'intégration de l'équation (C.2) pour une tension appliquée de forme sinusoïdale donne la relation (C.3) permettant de calculer la valeur de la tension du sous-circuit n au pas de temps numéro k .

$$\begin{aligned}
V_n^k = & \left[V_n^{k-1} - \frac{C_{1n}\omega^2 + C_{2n}^2}{C_{2n}^2 + \omega^2} V_{amp} \sin(\omega t^{k-1}) \right. \\
& \left. - \frac{C_{2n}\omega(C_{1n} - 1)}{C_{2n}^2 + \omega^2} V_{amp} \cos(\omega t^{k-1}) \right] \exp(-C_{2n}\Delta t) \\
& + \frac{C_{1n}\omega^2 + C_{2n}^2}{C_{2n}^2 + \omega^2} V_{amp} \sin(\omega t^k) \\
& + \frac{C_{2n}\omega(C_{1n} - 1)}{C_{2n}^2 + \omega^2} V_{amp} \cos(\omega t^k)
\end{aligned} \tag{C.3}$$

Le courant du circuit est ensuite calculé par la relation (C.4).

$$I_{pn} = \frac{k_n}{R_n} (V_{app} - V_n) \tag{C.4}$$

Où k_n est un paramètre qui régit la présence de courant. Le paramètre z_n est introduit dans l'algorithme de résolution de l'équation (C.3) pour régir la direction du courant avec $z_n = 1$ pour la direction « avant » et $z_n = 0$ pour la direction « arrière ». La direction « avant » est définie lorsque le courant circule de l'électrode exposée vers le diélectrique et la direction « arrière » est définie lorsque le courant circule du diélectrique vers l'électrode exposée. L'algorithme de résolution de l'équation de circuit (C.3) est présenté ci-dessous.

1. Initialisation des paramètres de l'algorithme:

Initialisation du temps $t^1 = 0$

Initialisation du courant initial à $I_{pn}^1 = 0$ (courant initial nul)

Initialisation de la tension initiale à $V_n^1 = 0$ (tension initiale nulle)

Initialisation du paramètre $k_n = 0$ (absence de courant)

Initialisation du paramètre $z_n = 0$ (direction arrière)

Initialisation du pas de temps $k = 1$

2. Détermination du coefficient C_{2n} de l'équation (C.3):

Si $k_n = 0$, alors $C_{2n} = 0$

Si $k_n = 1$ et $z_n = 0$, alors $C_{2n} = C_{2nb}$

Si $k_n = 1$ et $z_n = 1$, alors $C_{2n} = C_{2nf}$

3. Calcul de la première itération de la tension V_n^k (résolution de l'équation (C.3)) :

4. Réévaluation des paramètres k_n et z_n :

Si $(V_{app} - V_n) \geq 0$, alors $z_n = 1$ (direction avant)

Si $(V_{app} - V_n) < 0$, alors $z_n = 0$ (direction arrière)

Si $|V_{app} - V_n| \geq V_{breakdown}$, alors $k_n = 1$ (présence de courant)

Si $|V_{app} - V_n| < V_{breakdown}$, alors $k_n = 0$ (absence de courant)

5. Détermination des coefficients C_{2n} et R_n de l'équation (C.3):

Si $k_n = 0$, alors $C_{2n} = 0$

Si $k_n = 1$ et $z_n = 0$, alors $C_{2n} = C_{2nb}$

Si $k_n = 1$ et $z_n = 1$, alors $C_{2n} = C_{2nf}$

Si $k_n = 1$ et $z_n = 0$, alors $R_n = R_{nb}$

Si $k_n = 1$ et $z_n = 1$, alors $R_n = R_{nf}$

6. Calcul de la seconde itération de la tension V_n^k (résolution de l'équation (C.3))

7. Calcul du courant (résolution de l'équation (C.4))

8. Incrémentation du pas de temps.

$$k = k + 1$$

$$t_k = k\Delta t$$

9. Répétition des étapes 2 à 8 jusqu'à la fin de l'intervalle de temps considéré.

C.2 Lignes de champ électrique

Les lignes du champ électrique sont analogues aux lignes de courant en dynamique des fluides. Les lignes du champ électrique sont définies par la relation (C.5).

$$\frac{d\vec{x}}{ds} = \frac{\vec{E}(\vec{x}, t)}{|\vec{E}(\vec{x}, t)|} \quad (C.5)$$

À partir de la relation (C.5), il est possible de calculer les lignes du champ électrique tel que indiqué par les relations (C.6) et (C.7) pour chaque pas d'intégration k de longueur ds .

$$dx_k = E_x(x_k, y_k) \frac{ds}{\sqrt{E_x(x_k, y_k)^2 + E_y(x_k, y_k)^2}} \quad (\text{C.6})$$

$$dy_k = E_y(x_k, y_k) \frac{ds}{\sqrt{E_x(x_k, y_k)^2 + E_y(x_k, y_k)^2}} \quad (\text{C.7})$$

$$x_{k+1} = x_k + dx_k \quad (\text{C.8})$$

$$y_{k+1} = y_k + dy_k \quad (\text{C.9})$$

Annexe D MODÈLES SCIENTIFIQUES: DÉRIVATION

Une approche pour modéliser le plasma d'un actionneur DBD est le modèle (scientifique) de type dérive-diffusion. Dans cette perspective, la section D.1 présente la dérivation de l'équation de dérive-diffusion à partir du modèle fluide du plasma alors que la section D.2 présente la dérivation de l'équation de la force d'actionnement utilisée par ce modèle.

D.1 Dérivation de l'équation de dérive-diffusion

Selon le modèle fluide des plasmas, l'équation macroscopique de continuité pour une espèce k est donnée par la relation (D.1), où $\vec{\Gamma}_k = n_k \vec{u}_k$.

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_k = G_k - L_k \quad (\text{D.1})$$

Dans la relation (D.1), n_k , $\vec{\Gamma}_k$, \vec{u}_k , G_k et L_k sont respectivement le nombre de densité, le flux, la vitesse, le taux de production et le taux de destruction de l'espèce k . L'équation macroscopique de la conservation de la quantité de mouvement pour une espèce k est donnée par la relation (D.2).

$$m_k n_k \left[\frac{\partial \vec{u}_k}{\partial t} + (\vec{u}_k \cdot \nabla) \vec{u}_k \right] = q_k n_k (\vec{E} + \vec{u}_k \times \vec{B}) - \nabla \cdot \mathbf{\Pi}_k + \vec{f}_{c_k} \quad (\text{D.2})$$

Où m_k , q_k et $\mathbf{\Pi}_k$ sont respectivement la masse, la charge électrique et le tenseur de pression de l'espèce k . Les champs électrique et magnétique sont donnés respectivement par \vec{E} et \vec{B} . La force collisionnelle \vec{f}_{c_k} exercée sur l'espèce k est donnée par la relation (D.3) [59].

$$\vec{f}_{c_k} = -m_k n_k \sum_i \nu_{ki} (\vec{u}_k - \vec{u}_i) - m_k \vec{u}_k (G_k - L_k) \quad (\text{D.3})$$

Dans cette relation, ν_{ki} est la fréquence de collision entre l'espèce k et l'espèce i . Le second terme dans la relation (D.3) est le transfert de quantité de mouvement dû à la création/destruction de l'espèce k . Ce terme est généralement faible [59]. En considérant un plasma fortement collisionnel, il est supposé que le terme inertiel dans la relation (D.2) soit négligeable car les forces agissant sur les espèces chargées sont localement en équilibre. De plus, en négligeant le champ magnétique

dans la relation (D.2) et le terme dû à la production/destruction de l'espèce dans la relation (D.3), la relation (D.4) est obtenue.

$$0 = q_k n_k \vec{E} - \nabla \cdot \mathbf{\Pi}_k - \sum_i m_k n_k \nu_{ki} (\vec{u}_k - \vec{u}_i) \quad (D.4)$$

En supposant que le tenseur de pression $\mathbf{\Pi}_k$ soit isotopique et en utilisant la loi des gaz parfaits ($p_k = n_k k_B T_k$), la relation (D.5) est obtenue.

$$0 = q_k n_k \vec{E} - k_B T_k \nabla n_k - k_B n_k \nabla T_k - \sum_i m_k n_k \nu_{ki} (\vec{u}_k - \vec{u}_i) \quad (D.5)$$

En supposant que les collisions entre les espèces chargées soient négligeables (plasma faiblement ionisé) et qu'il y a uniquement des collisions entre ions/électrons et neutres, la relation (D.5) se réduit à la relation (D.6), où ν_{k0} est la fréquence de collision entre l'espèce k et le fluide neutre et \vec{u} est la vitesse du fluide neutre.

$$0 = q_k n_k \vec{E} - k_B T_k \nabla n_k - k_B n_k \nabla T_k - m_k n_k \nu_{k0} (\vec{u}_k - \vec{u}) \quad (D.6)$$

En réarrangeant les termes de la relation (D.6), la relation (D.7) est obtenue.

$$\vec{\Gamma}_k = n_k \vec{u}_k = \frac{q_k n_k}{m_k \nu_{k0}} \vec{E} - \frac{k_B T_k}{m_k \nu_{k0}} \nabla n_k - \frac{k_B n_k}{m_k \nu_{k0}} \nabla T_k + n_k \vec{u} \quad (D.7)$$

En introduisant la définition de la mobilité μ_k [201] et du coefficient de diffusion D_k [201] dans la relation (D.7),

$$\mu_k = \frac{|q_k|}{m_k \nu_{k0}} \quad (D.8)$$

$$D_k = \frac{k_B T_k}{m_k \nu_{k0}} \quad (D.9)$$

la relation (D.10) est obtenue.

$$\vec{\Gamma}_k = n_k \vec{u}_k = \text{sign}(q_k) \mu_k n_k \vec{E} - D_k \nabla n_k - D_k n_k \frac{\nabla T_k}{T_k} + \vec{u} n_k \quad (\text{D.10})$$

Cette relation représente le flux de l'espèce chargée k pour un plasma faiblement ionisé et fortement collisionnel. La relation (D.10) est utilisée pour modéliser le flux des espèces chargées avec le modèle de dérive-diffusion. À noter que le gradient de température est parfois négligé dans certains modèles.

D.2 Dérivation de la force d'actionnement

En négligeant les termes dus à la production/destruction des espèces, la force collisionnelle qui s'exerce sur le fluide neutre pour un plasma faiblement ionisé est donnée par la relation (D.11). La relation (D.11) indique que la quantité de mouvement perdue par les espèces chargées lors des collisions est gagnée par le fluide neutre.

$$\vec{f}_b = - \sum_k \vec{f}_{c_k} = \sum_k m_k n_k \nu_{k0} (\vec{u}_k - \vec{u}) \quad (\text{D.11})$$

En supposant l'hypothèse de dérive-diffusion, le flux de chaque espèce chargée est donné par la relation (D.12).

$$\vec{\Gamma}_k = n_k \vec{u}_k = \frac{q_k n_k}{m_k \nu_{k0}} \vec{E} - \frac{k_B T_k}{m_k \nu_{k0}} \nabla n_k - \frac{k_B n_k}{m_k \nu_{k0}} \nabla T_k + n_k \vec{u} \quad (\text{D.12})$$

En substituant la relation (D.12) dans la relation (D.11), la relation (D.13) est obtenue.

$$\vec{f}_b = - \sum_k \vec{f}_{c_k} = \sum_k q_k n_k \vec{E} - \sum_k k_B T_k \nabla n_k - \sum_k k_B n_k \nabla T_k \quad (\text{D.13})$$

Cette relation représente l'expression générale de la force d'actionnement en raison des collisions entre les espèces chargées et le fluide neutre.

À noter que si on suppose que l'espèce k est en équilibre thermodynamique ($\nabla T_k = 0$) et que les forces collisionnelles sont négligeables ($\vec{f}_{c_k} = 0$), la relation (D.14) est obtenue.

$$0 = q_k n_k \vec{E} - k_B T_k \nabla n_k \quad (\text{D.14})$$

En supposant que le champ est irrotationnel ($\vec{E} = -\nabla\Phi$), la relation (D.15) est obtenue.

$$\frac{\nabla n_k}{n_k} = \frac{-q_k}{k_B T_k} \nabla\Phi \quad (\text{D.15})$$

Par intégration de la relation (D.15), la distribution de Boltzmann (D.16) est obtenue en supposant les conditions limites $n_k = n_{k0}$ lorsque $\Phi = 0$.

$$n_k = n_{k0} \exp\left(-\frac{q_k \Phi}{k_B T_k}\right) \quad (\text{D.16})$$

Annexe E MODÈLES SCIENTIFIQUES : ASPECTS NUMÉRIQUES

Cette annexe présente en détail les schémas numériques utilisés pour résoudre les équations gouvernant la physique du plasma avec le modèle de dérive-diffusion. D'abord, la section E.1 présente un récapitulatif des équations du modèle plasma de Bœuf *et al.* 2008 [139-142]. Ensuite, les sections E.2 et E.3 présentent respectivement l'algorithme implicite de résolution des équations de transport du plasma et l'algorithme semi-implicite de résolution de l'équation de Poisson. Finalement, la section E.4 présente la validation de la méthode itérative de résolution SOR utilisée pour résoudre les systèmes matriciels résultant de la discrétisation des équations.

E.1 Récapitulatif des équations du code plasma

Les différentes équations du code plasma sont rapidement résumées ci-contre pour fin de commodité.

Module « Navier-Stokes »

$$U^{n+1} = U^n + \Delta t J^n - \Delta t \frac{\partial F^n}{\partial x} - \Delta t \frac{\partial G^n}{\partial y} \quad (\text{E.1})$$

Module « Poisson Solver »

$$\nabla \cdot [\varepsilon_r \varepsilon_0 \vec{E}^{n+1}] = \rho_c^n - \Delta t \sum_k q_k \nabla \cdot [\mu_k^n n_k^n \vec{E}^{n+1} - D_k^n \nabla n_k^n + \vec{u}^{n+1} n_k^n] \quad (\text{E.2})$$

Module « Plasma Kinetic Solver »

$$\frac{n_k^{n+1} - n_k^n}{\Delta t} + \nabla \cdot [\mu_k^{n+1} n_k^{n+1} \vec{E}^{n+1} - D_k^{n+1} \nabla n_k^{n+1} + \vec{u}^{n+1} n_k^{n+1}] = S_k^n \quad (\text{E.3})$$

E.2 Algorithme implicite de résolution des équations de transport

La Figure E.1 montre un exemple schématique du maillage utilisé pour la résolution des équations de transport de manière implicite. Les quantités scalaires comme le nombre de densité n_k sont déterminées au point (i, j) du maillage alors que les quantités vectorielles comme le flux et le champ électrique sont déterminées au point milieu entre deux nœuds successifs. L'algorithme implicite de résolution de l'équation de transport est adapté à partir de [173].

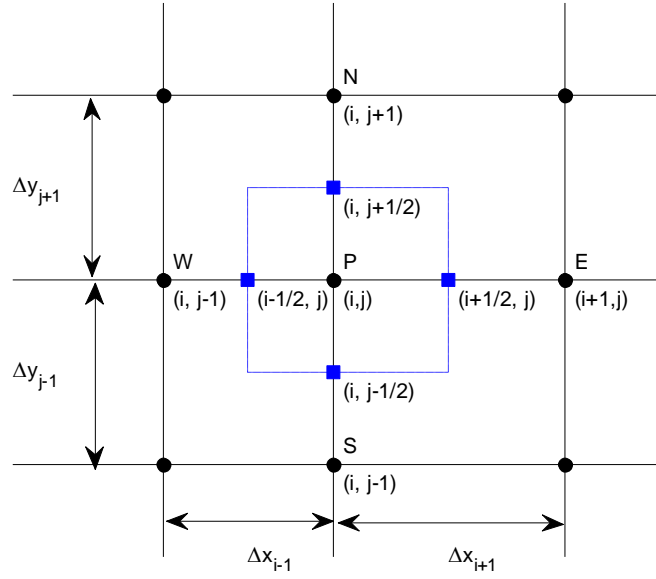


Figure E.1 – Exemple schématique du maillage utilisé pour la résolution des équations de transport dans le modèle de type dérive-diffusion

La discrétisation implicite de l'équation de transport conduit à la résolution d'un système d'équation de la forme indiquée par la relation (E.4). La dérivation des coefficients $a_{S_{i,j}}$, $a_{W_{i,j}}$, $a_{P_{i,j}}$, $a_{E_{i,j}}$ et $a_{N_{i,j}}$ ainsi que du terme de droite $RHS_{i,j}^n$ est présentée dans cette section.

$$a_{S_{i,j}} n_{i,j-1}^{n+1} + a_{W_{i,j}} n_{i-1,j}^{n+1} + a_{P_{i,j}} n_{i,j}^{n+1} + a_{E_{i,j}} n_{i+1,j}^{n+1} + a_{N_{i,j}} n_{i,j+1}^{n+1} = RHS_{i,j}^n \quad (E.4)$$

L'équation de transport pour une espèce k est donnée par l'équation (E.5)

$$\frac{n_k^{n+1} - n_k^n}{\Delta t} + \nabla \cdot [\mu_k^{n+1} n_k^{n+1} \vec{E}^{n+1} - D_k^{n+1} \nabla n_k^{n+1} + \vec{u}^{n+1} n_k^{n+1}] = S_k^n \quad (E.5)$$

Le schéma exponentiel de Scharfetter-Gummel [177, 178] est utilisé pour la discrétisation du flux dans l'équation de transport de chaque espèce k . Avec cette méthode, le flux dans l'équation de transport est discrétisé tel qu'indiqué par les relations (E.6) et (E.7).

$$\Gamma_{x_{i+1/2,j}}^{n+1} = - \left\{ \frac{D_{i+1/2,j}}{\Delta x_{i+1}} \left[f_1(z_{x_{i+1/2,j}}) n_{i+1,j} - f_2(z_{x_{i+1/2,j}}) n_{i,j} \right] \right\}^{n+1} \quad (E.6)$$

$$\Gamma_{y_{i,j+1/2}}^{n+1} = - \left\{ \frac{D_{i,j+1/2}}{\Delta y_{j+1}} \left[f_1(z_{y_{i,j+1/2}}) n_{i,j+1} - f_2(z_{y_{i,j+1/2}}) n_{i,j} \right] \right\}^{n+1} \quad (\text{E.7})$$

Les fonctions f_1 et f_2 sont définies par les relations (E.8) et (E.9).

$$f_1(z) = \frac{z}{\exp(z) - 1} \quad (\text{E.8})$$

$$f_2(z) = \frac{z \exp(z)}{\exp(z) - 1} = f_1(z) + z \quad (\text{E.9})$$

Où les variables $z_{x_{i+1/2,j}}$ et $z_{y_{i,j+1/2}}$ sont définies par les relations (E.10) et (E.11).

$$z_{x_{i+1/2,j}} = \left[\mu_{i+1/2,j} E_{x_{i+1/2,j}} + u_{i+1/2,j} \right] \frac{\Delta x_{i+1}}{D_{i+1/2,j}} \quad (\text{E.10})$$

$$z_{y_{i,j+1/2}} = \left[\mu_{i,j+1/2} E_{y_{i,j+1/2}} + v_{i,j+1/2} \right] \frac{\Delta y_{j+1}}{D_{i,j+1/2}} \quad (\text{E.11})$$

En substituant les relations (E.6) et (E.7) dans l'équation (E.5), on obtient les coefficients à 5 points pour chaque espèce k , donnés par les relations (E.12) à (E.16).

$$a_{S_{i,j}} = - \frac{\Delta t D_{i,j-1/2} f_2(z_{y_{i,j-1/2}})}{0.5 \Delta y_{j-1} [\Delta y_{j-1} + \Delta y_{j+1}]} \quad (\text{E.12})$$

$$a_{W_{i,j}} = - \frac{\Delta t D_{i-1/2,j} f_2(z_{x_{i-1/2,j}})}{0.5 \Delta x_{i-1} [\Delta x_{i-1} + \Delta x_{i+1}]} \quad (\text{E.13})$$

$$a_{E_{i,j}} = - \frac{\Delta t D_{i+1/2,j} f_1(z_{x_{i+1/2,j}})}{0.5 \Delta x_{i+1} [\Delta x_{i-1} + \Delta x_{i+1}]} \quad (\text{E.14})$$

$$a_{N_{i,j}} = - \frac{\Delta t D_{i,j+1/2} f_1(z_{y_{i,j+1/2}})}{0.5 \Delta y_{j+1} [\Delta y_{j-1} + \Delta y_{j+1}]} \quad (\text{E.15})$$

$$a_{P_{i,j}} = 1 - a_{S_{i,j+1}} - a_{W_{i+1,j}} - a_{E_{i-1,j}} - a_{N_{i,j-1}} \quad (\text{E.16})$$

Le terme de droite $RHS_{i,j}^n$ est donné par la relation (E.17).

$$RHS_{i,j}^n = n_{i,j}^n + \Delta t S_{i,j}^n \quad (\text{E.17})$$

Le système matriciel défini par les (E.12) à (E.17) est résolu pour chacune des espèces k du plasma avec la méthode de Gauss-Seidel avec sur-relaxation successive (SOR).

E.3 Algorithme semi-implicite de résolution de l'équation de Poisson

La Figure E.2 montre un exemple schématique du maillage utilisé pour la résolution de l'équation de Poisson de manière semi-implicite. Le potentiel $\phi_{i,j}$ est déterminé au point (i,j) du maillage alors que les flux et le champ électrique sont déterminés au point milieu entre deux nœuds. L'algorithme semi-implicite de résolution de l'équation de Poisson est adapté à partir de [173].

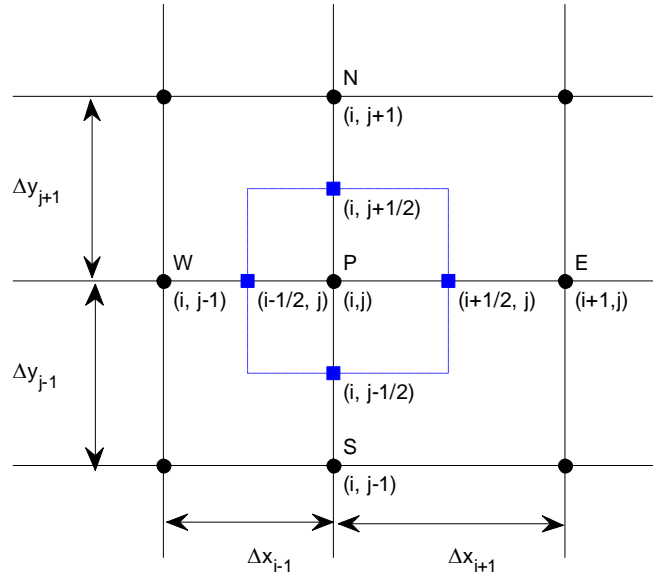


Figure E.2 – Exemple schématique du maillage utilisé pour la résolution de l'équation de Poisson dans le modèle de type dérive-diffusion.

La discrétisation de l'équation de Poisson conduit à la résolution d'un système d'équation de la forme indiquée par la relation (E.18). La dérivation des coefficients $a_{S_{i,j}}$, $a_{W_{i,j}}$, $a_{P_{i,j}}$, $a_{E_{i,j}}$ et $a_{N_{i,j}}$ ainsi que du terme de droite $RHS_{i,j}^n$ est présentée dans cette section.

$$a_{S_{i,j}}\phi_{i,j-1}^{n+1} + a_{W_{i,j}}\phi_{i-1,j}^{n+1} + a_{P_{i,j}}\phi_{i,j}^{n+1} + a_{E_{i,j}}\phi_{i+1,j}^{n+1} + a_{N_{i,j}}\phi_{i,j+1}^{n+1} = RHS_{i,j}^n \quad (E.18)$$

E.3.1 Domaine principal

L'équation semi-implicite de Poisson est donnée par la relation (E.19).

$$\nabla \cdot [\varepsilon_r \varepsilon_0 \vec{E}^{n+1}] = \rho_c^n - \Delta t \sum_k q_k \nabla \cdot \vec{F}_k^{n+1} \quad (E.19)$$

Avec le flux de l'espèce k donné par $\vec{F}_k^{n+1} = \mu_k^n n_k^n \vec{E}^{n+1} - D_k^n \nabla n_k^n + \vec{u}^{n+1} n_k^n$. Le terme de gauche de l'équation de Poisson est discrétisé en utilisant des différences centrées tel qu'indiqué par la relation (E.20).

$$\begin{aligned} \nabla \cdot [\varepsilon_r \varepsilon_0 \vec{E}^{n+1}]_{i,j} &= \frac{\varepsilon_{i+1/2,j} E_{x_{i+1/2,j}}^{n+1} - \varepsilon_{i-1/2,j} E_{x_{i-1/2,j}}^{n+1}}{0.5[\Delta x_{i-1} + \Delta x_{i+1}]} \\ &+ \frac{\varepsilon_{i,j+1/2} E_{y_{i,j+1/2}}^{n+1} - \varepsilon_{i,j-1/2} E_{y_{i,j-1/2}}^{n+1}}{0.5[\Delta y_{j-1} + \Delta y_{j+1}]} \end{aligned} \quad (E.20)$$

Le champ électrique est supposé irrotationnel de sorte que $\vec{E} = -\nabla\phi$. Une différence finie avant est utilisée pour la discrétisation du champ électrique en x et en y , tel indiqué par les relations (E.21) et (E.22).

$$E_{x_{i+1/2,j}}^{n+1} = -\frac{\phi_{i+1,j}^{n+1} - \phi_{i,j}^{n+1}}{\Delta x_{i+1}} \quad (E.21)$$

$$E_{y_{i,j+1/2}}^{n+1} = -\frac{\phi_{i,j+1}^{n+1} - \phi_{i,j}^{n+1}}{\Delta y_{j+1}} \quad (E.22)$$

Le terme de droite de l'équation de Poisson est discrétisé avec des différences centrées, tel qu'indiqué par la relation (E.23).

$$\nabla \cdot \vec{F}^{n+1} = \frac{\Gamma_{x_{i+1/2,j}}^{n+1} - \Gamma_{x_{i-1/2,j}}^{n+1}}{0.5[\Delta x_{i-1} + \Delta x_{i+1}]} + \frac{\Gamma_{y_{i,j+1/2}}^{n+1} - \Gamma_{y_{i,j-1/2}}^{n+1}}{0.5[\Delta y_{j-1} + \Delta y_{j+1}]} \quad (E.23)$$

Les flux sont déterminés en utilisant le schéma exponentiel de Scharfetter-Gummel avec une linéarisation tel que indiqué par les relations (E.24) et (E.25).

$$\Gamma_{x_{i+1/2,j}}^{n+1} = \Gamma_{x_{i+1/2,j}}^n + \left(\frac{\partial \Gamma_x}{\partial E_x} \right)_{i+1/2,j}^n \left[E_{x_{i+1/2,j}}^{n+1} - E_{x_{i+1/2,j}}^n \right] \quad (\text{E.24})$$

$$\Gamma_{y_{i,j+1/2}}^{n+1} = \Gamma_{y_{i,j+1/2}}^n + \left(\frac{\partial \Gamma_y}{\partial E_y} \right)_{i,j+1/2}^n \left[E_{y_{i,j+1/2}}^{n+1} - E_{y_{i,j+1/2}}^n \right] \quad (\text{E.25})$$

Les dérivées du flux dans les relations (E.24) et (E.25) sont données par les relations (E.26) et (E.27).

$$\left(\frac{\partial \Gamma_x}{\partial E_x} \right)_{i+1/2,j}^n = - \left\{ \frac{D_{i+1/2,j}}{\Delta x_{i+1}} \left[f_1' \left(z_{x_{i+1/2,j}} \right) \frac{\partial z_x}{\partial E_x} n_{i+1,j} - f_2' \left(z_{x_{i+1/2,j}} \right) \frac{\partial z_x}{\partial E_x} n_{i,j} \right] \right\}^n \quad (\text{E.26})$$

$$\left(\frac{\partial \Gamma_y}{\partial E_y} \right)_{i,j+1/2}^n = - \left\{ \frac{D_{i,j+1/2}}{\Delta y_{j+1}} \left[f_1' \left(z_{y_{i,j+1/2}} \right) \frac{\partial z_y}{\partial E_y} n_{i,j+1} - f_2' \left(z_{y_{i,j+1/2}} \right) \frac{\partial z_y}{\partial E_y} n_{i,j} \right] \right\}^n \quad (\text{E.27})$$

En substituant les relations (E.26) et (E.27) dans les relations (E.24) et (E.25), les relations (E.28) et (E.29) sont obtenues.

$$\Gamma_{x_{i+1/2,j}}^{n+1} = - \left\{ \frac{D_{i+1/2,j}}{\Delta x_{i+1}} h_x \left(z_{x_{i+1/2,j}} \right) \left[n_{i+1,j} - n_{i,j} \right] \right\}^n \quad (\text{E.28})$$

$$- \left\{ \text{sign}(q) \mu_{i+1/2,j} \left[\left(g_{x1} \left(z_{x_{i+1/2,j}} \right) n_{i+1,j} - g_{x2} \left(z_{x_{i+1/2,j}} \right) n_{i,j} \right) \right] \right\}^n E_{x_{i+1/2,j}}^{n+1}$$

$$\Gamma_{y_{i,j+1/2}}^{n+1} = - \left\{ \frac{D_{i,j+1/2}}{\Delta y_{j+1}} h_y(z_{y_{i,j+1/2}}) [n_{i,j+1} - n_{i,j}] \right\}^n \quad (\text{E.29})$$

$$- \left\{ \text{sign}(q) \mu_{i,j+1/2} \left[(g_{y1}(z_{y_{i,j+1/2}}) n_{i,j+1} - g_{y2}(z_{y_{i,j+1/2}}) n_{i,j}) \right] \right\}^n E_{y_{i,j+1/2}}^{n+1}$$

Avec les fonctions g_{x1} , g_{x2} , g_{y1} et g_{y2} définies par les relations

$$g_{x1}(z_x) = f'_x(z_x) = \frac{(1 - z_x) \exp(z_x) - 1}{(\exp(z_x) - 1)^2} \quad (\text{E.30})$$

$$g_{x2}(z_x) = g_{x1}(z_x) + 1 \quad (\text{E.31})$$

$$g_{y1}(z_y) = f'_y(z_y) = \frac{(1 - z_y) \exp(z_y) - 1}{(\exp(z_y) - 1)^2} \quad (\text{E.32})$$

$$g_{y2}(z_y) = g_{y1}(z_y) + 1 \quad (\text{E.33})$$

Les fonctions h_x , et h_y définies par les relations (E.34) à (E.35).

$$h_x(z_x) = f_x(z_x) - f'_x(z_x) z_x = \frac{z_x^2 \exp(z_x)}{(\exp(z_x) - 1)^2} \quad (\text{E.34})$$

$$h_y(z_y) = f_y(z_y) - f'_y(z_y) z_y = \frac{z_y^2 \exp(z_y)}{(\exp(z_y) - 1)^2} \quad (\text{E.35})$$

En substituant les relations (E.28) et (E.29) dans le terme de droite de l'équation de Poisson, on obtient les coefficients à 5 points donnés par les relations (E.36) à (E.40).

$$a_{S_{i,j}} \quad (\text{E.36})$$

$$= \frac{\varepsilon_{i,j-1/2} - \Delta t \sum_k \left\{ |q| \mu_{i,j-1/2} \left[g_{y1}(z_{y_{i,j-1/2}}) n_{i,j} - g_{y2}(z_{y_{i,j-1/2}}) n_{i,j-1} \right] \right\}_k^n}{0.5 \Delta y_{j-1} (\Delta y_{j-1} + \Delta y_{j+1})}$$

$$a_{W_{i,j}} \quad (E.37)$$

$$= \frac{\varepsilon_{i-1/2,j} - \Delta t \sum_k \left\{ |q| \mu_{i-1/2,j} \left[g_{x1} \left(z_{x_{i-1/2,j}} \right) n_{i,j} - g_{x2} \left(z_{x_{i-1/2,j}} \right) n_{i-1,j} \right] \right\}_k^n}{0.5 \Delta x_{i-1} (\Delta x_{i-1} + \Delta x_{i+1})}$$

$$a_{E_{i,j}} \quad (E.38)$$

$$= \frac{\varepsilon_{i+1/2,j} - \Delta t \sum_k \left\{ |q| \mu_{i+1/2,j} \left[g_{x1} \left(z_{x_{i+1/2,j}} \right) n_{i+1,j} - g_{x2} \left(z_{x_{i+1/2,j}} \right) n_{i,j} \right] \right\}_k^n}{0.5 \Delta x_{i+1} (\Delta x_{i-1} + \Delta x_{i+1})}$$

$$a_{N_{i,j}} \quad (E.39)$$

$$= \frac{\varepsilon_{i,j+1/2} - \Delta t \sum_k \left\{ |q| \mu_{i,j+1/2} \left[g_{y1} \left(z_{y_{i,j+1/2}} \right) n_{i,j+1} - g_{y2} \left(z_{y_{i,j+1/2}} \right) n_{i,j} \right] \right\}_k^n}{0.5 \Delta y_{j+1} (\Delta y_{j-1} + \Delta y_{j+1})}$$

$$a_{P_{i,j}} = -a_{S_{i,j}} - a_{W_{i,j}} - a_{E_{i,j}} - a_{N_{i,j}} \quad (E.40)$$

Le terme de droite $RHS_{i,j}^n$ est donné par la relation (E.41).

$$RHS_{i,j}^n = -\rho_{c_{i,j}}^n + \Delta t \sum_k \left\{ \begin{array}{l} - \frac{q D_{i+1/2,j} h_x \left(z_{x_{i+1/2,j}} \right) \left[n_{i+1,j} - n_{i,j} \right]}{0.5 \Delta x_{i+1} [\Delta x_{i-1} + \Delta x_{i+1}]} \\ + \frac{q D_{i-1/2,j} h_x \left(z_{x_{i-1/2,j}} \right) \left[n_{i,j} - n_{i-1,j} \right]}{0.5 \Delta x_{i-1} [\Delta x_{i-1} + \Delta x_{i+1}]} \\ - \frac{q D_{i,j+1/2} h_y \left(z_{y_{i,j+1/2}} \right) \left[n_{i,j+1} - n_{i,j} \right]}{0.5 \Delta y_{j+1} [\Delta y_{j-1} + \Delta y_{j+1}]} \\ + \frac{q D_{i,j-1/2} h_y \left(z_{y_{i,j-1/2}} \right) \left[n_{i,j} - n_{i,j-1} \right]}{0.5 \Delta y_{j-1} [\Delta y_{j-1} + \Delta y_{j+1}]} \end{array} \right\}_k^n \quad (E.41)$$

E.3.2 Conditions d'interface

À l'interface de deux milieux de différentes permittivités, les conditions données par les relations (E.42) et (E.43) s'appliquent.

$$(\overrightarrow{D_2} - \overrightarrow{D_1}) \cdot \vec{n} = \sigma_c \quad (E.42)$$

$$\vec{n} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0 \quad (\text{E.43})$$

La discrétisation semi-implicite de la relation (E.42) exprime la densité de charge surfacique par la relation (E.44).

$$\sigma_{c_{i,j}}^{n+1} = \sigma_{c_{i,j}}^n - \Delta t \sum_k q_k \Gamma_{y_k}^{n+1} \quad (\text{E.44})$$

À la surface du diélectrique, l'équation discrétisée de la condition d'interface est donnée par la relation (E.45).

$$\varepsilon_{i,j+1/2} E_{y_{i,j+1/2}}^{n+1} - \varepsilon_{i,j-1/2} E_{y_{i,j-1/2}}^{n+1} = \sigma_{c_{i,j}}^{n+1} \quad (\text{E.45})$$

Ainsi, les coefficients à 5 points sont donnés par les relations (E.46) à (E.50)

$$a_{S_{i,j}} = \frac{\varepsilon_d}{0.5\Delta y_{j-1}(\Delta y_{j-1} + \Delta y_{j+1})} \quad (\text{E.46})$$

$$a_{W_{i,j}} = \frac{\varepsilon_a + \varepsilon_d}{\Delta x_{i-1}(\Delta x_{i-1} + \Delta x_{i+1})} \quad (\text{E.47})$$

$$a_{E_{i,j}} = \frac{\varepsilon_a + \varepsilon_d}{\Delta x_{i+1}(\Delta x_{i-1} + \Delta x_{i+1})} \quad (\text{E.48})$$

$$a_{N_{i,j}} \quad (\text{E.49})$$

$$= \frac{\varepsilon_a - \Delta t \sum_k \left\{ |q| \mu_{i,j+1/2} \left[g_{y1} \left(z_{y_{i,j+1/2}} \right) n_{i,j+1} - g_{y2} \left(z_{y_{i,j+1/2}} \right) n_{i,j} \right] \right\}_k^n}{0.5\Delta y_{j+1}(\Delta y_{j-1} + \Delta y_{j+1})}$$

$$a_{P_{i,j}} = -a_{S_{i,j}} - a_{W_{i,j}} - a_{E_{i,j}} - a_{N_{i,j}} \quad (\text{E.50})$$

Le terme de droite $RHS_{i,j}^n$ est donné par la relation (E.51).

$$\begin{aligned}
 RHS_{i,j} = & -\frac{\sigma_{c_{i,j}}^n}{0.5[\Delta y_{j-1} + \Delta y_{j+1}]} \\
 & - \frac{\Delta t \sum_k \left\{ q D_{i,j+1/2} h_y \left(z_{y_{i,j+1/2}} \right) [n_{i,j+1} - n_{i,j}] \right\}_k^n}{0.5 \Delta y_{j+1} [\Delta y_{j-1} + \Delta y_{j+1}]}
 \end{aligned} \tag{E.51}$$

E.4 Validation de l'algorithme itératif de résolution

Une approche semi-implicite fut utilisée pour la discrétisation et l'intégration des équations de transport du plasma. Cette stratégie conduit à la résolution séquentielle de systèmes matriciels de type $A\vec{x} = \vec{b}$ pour les équations de transport et pour l'équation du potentiel électrique. L'approche pour résoudre les systèmes matriciels est la méthode de Gauss-Seidel avec sur-relaxation successive (SOR). La Figure E.3 et la Figure E.4 montrent respectivement l'évolution des résidus ($res^n = \vec{b} - A\vec{x}^n$) du potentiel électrique et des nombres de densité des électrons et ions positifs sur plusieurs pas de temps alors que la Figure E.5 et la Figure E.6 montrent l'évolution des résidus du potentiel électrique et des nombres de densité des électrons et des ions positifs pour un pas de temps spécifique. Les résidus furent calculés selon la norme L_2 et normalisés par la norme L_2 des vecteurs \vec{b} . Les résultats montrent que la solution numérique converge et que la précision machine est atteinte pour les calculs du potentiel électrique et des nombres de densité. Ainsi, la méthode SOR est convergente pour le problème considéré dans ce mémoire. Toutefois, pour les simulations pratiques, la solution est supposée convergente lorsque le résidu est inférieur à 10^{-6} .

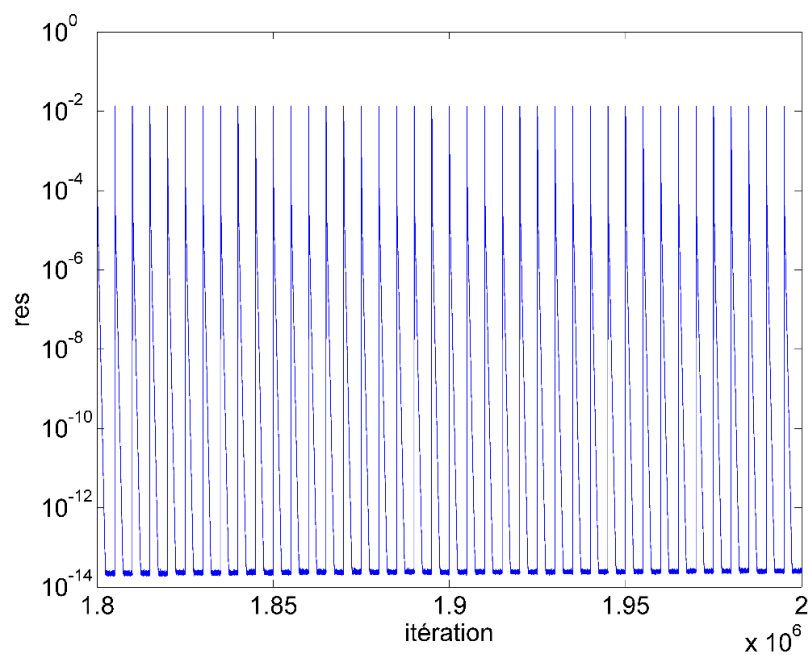


Figure E.3 – Évolution du résidu du potentiel électrique en fonction du nombre d'itérations.

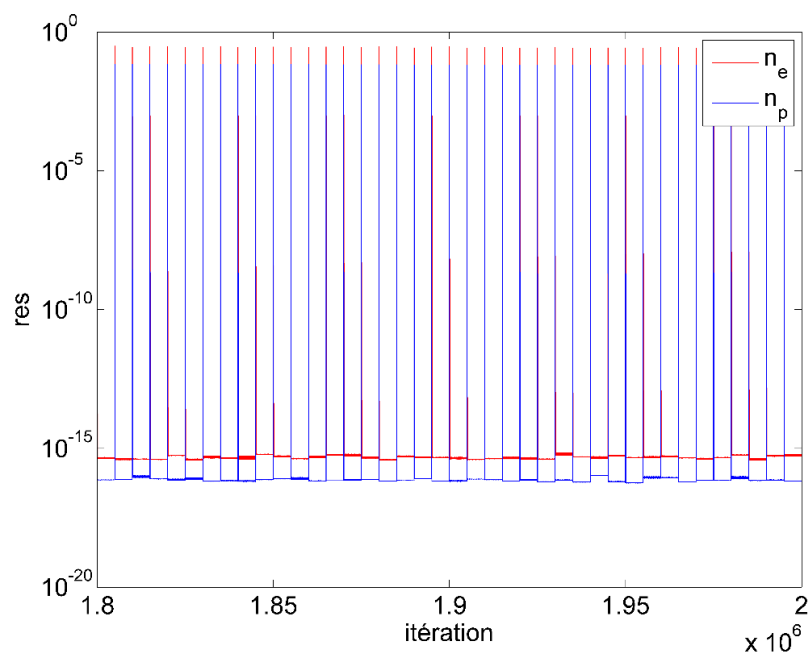


Figure E.4 – Évolution du résidu du nombre de densité des électrons et des ions positifs en fonction du nombre d'itérations.

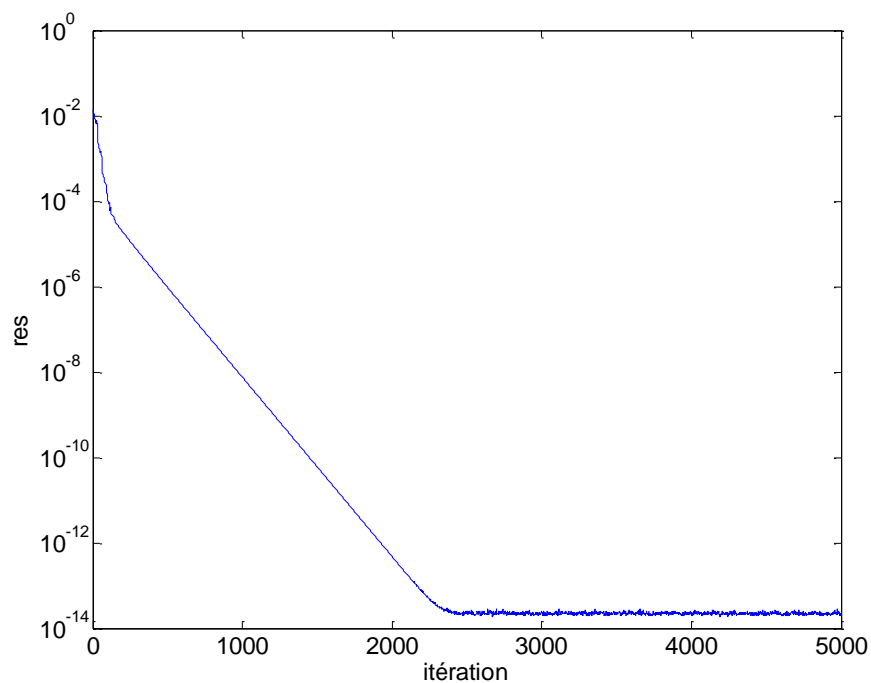


Figure E.5 – Convergence du résidu du potentiel électrique pour un pas de temps spécifique.

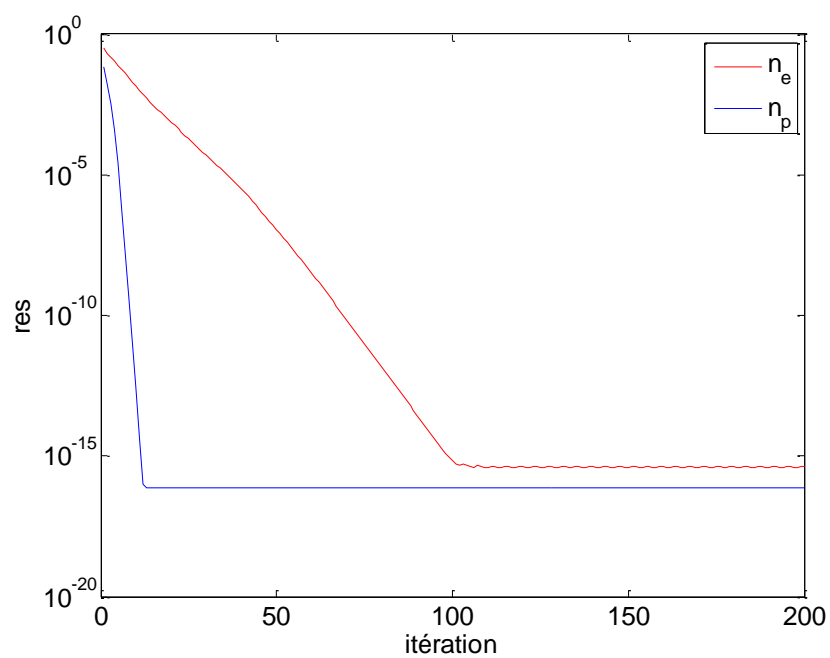


Figure E.6 – Convergence du résidu du nombre de densité pour les électrons et les ions positifs pour un pas de temps spécifique